Verallgemeinertes iteratives Inversionsverfahren zur Bestimmung des atmosphärischen Temperaturprofils

Herbert Fischer

1974

Verallgemeinertes iteratives Inversionsverfahren zur Bestimmung des atmosphärischen Temperaturprofils

Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung des Doktorgrades
der
Fakultät für Physik
der
Ludwigs-Maximilians-Universität
zu München

vorgelegt von
Herbert Fischer
aus Zweibrücken

April 1974

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

1. Berichterstatter: Prof. Dr. H.-J. Bolle
2. Berichterstatter: Prof. Dr. F. Möller
Tag der mündlichen Prüfung: 19. Juli 1974

INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
Zusammenfassung	1
1. Einleitung	2
2. Theoretische Grundlagen	5
3. Polynommodell für die Transmission	9
3.1. Entwicklung des Polynommodells	9
3.2. Anwendung auf Spektralintervalle in der 15 µm-Bande	12
4. Ein neues Inversionsverfahren	16
4.1. Vorbemerkungen, Randbedingungen	16
4.2. Die CHAHINE'sche Methode	19
4.3. Eine neue iterative Methode	22
5. Simulation eines Experimentes	28
5.1. Erzeugung der Experimentdaten	28
5.2. Anwendung der neuen Methode	29
5.3. Eindeutigkeit der neuen Methode	32
5.4. Vergleich mit der CHAHINE'schen Methode	33
5.5. Auswahl geeigneter Matrizen und Zusammenfassung der Ergebnisse	33
6. Diskussion	37
6.1. Simulationsrechnungen	37
6.2. Vergleich mit anderen Methoden	39
6.3. Auswertung reeller Satellitendaten	41
6.4. Ausblick	44
Schluß	45
Literatur	46
Anhang	

Zusammenfassung

Zur Bestimmung des atmosphärischen Temperaturprofils aus Strahldichtemessungen am oberen Rand der Atmosphäre wurde eine neue verallgemeinerte Iterationsgleichung aus der Strahlungsübertragungsgleichung abgeleitet. Bei Anwendung dieser Iterationsgleichung muß während jedes Iterationsschrittes ein lineares Gleichungssystem gelöst werden, von dessen Matrix die Güte des Inversionsverfahrens abhängt. Aus der Vielzahl der möglichen Matrizen sind unter physikalischen Gesichtspunkten geeignete Matrizen ausgesucht worden. Außerdem wurde ein einfaches Polynommodell entwickelt, das die Transmission längs inhomogener optischer Wege zu beschreiben vermag.

Zur Erprobung der Leistungsfähigkeit der neuen iterativen Methode ist ein numerisch simuliertes Experiment in der Erdatmosphäre im Bereich der 15 µm-Bande des Kohlendioxids durchgeführt worden. Im Vergleich zur bekannten CHAHINE'schen Methode ergibt sich eine kleinere mittlere quadratische Abweichung des berechneten vom wahren Temperaturprofil, wenn die mittleren quadratischen relativen Fehler der Strahldichten die 1 % - Grenze nicht überschreiten. Die neue Methode ist von der Form des Temperaturprofils, welches am Beginn des Iterationsprozesses angenommen wird, unabhängig; daneben trägt sie zum besseren Verständnis der Zusammenhänge zwischen den einzelnen Inversionsmethoden bei.

1. Einleitung

Inversionsverfahren dienen zur Bestimmung der vertikalen Profile atmosphärischer Parameter, z.B. Temperatur, Wasserdampf, Ozon u.s.w., aus Strahldichtemessungen. Bei der Vertikalsondierung - der Nadirwinkel ist Null - werden am oberen Rand der Atmosphäre Strahldichten in mehreren Spektralintervallen innerhalb einer starken Absorptionsbande, welche hinsichtlich des zu bestimmenden atmosphärischen Parameters auszuwählen ist, gemessen. Die Spektralintervalle werden aus den folgenden Gründen über den Bereich vom Zentrum bis in die Flügel der Bande verteilt: Thermische Energie, welche nahe dem undurchlässigen Bandenzentrum gemessen wird, kommt aus hohen Schichten der Atmosphäre, da die in den niedrigen Niveaus emittierte Energie in den darüber liegenden Schichten weitgehend absorbiert wird. Andererseits hat die Strahlung, welche im Flügel der Bande registriert wird, ihren Ursprung in den unteren Schichten der Atmosphäre wegen der großen Transparenz der darüber befindlichen Luftmassen. Bei geschickter Auswahl der Spektralintervalle können die zugehörigen Strahldichten jeweils mit verschiedenen atmosphärischen Schichten korreliert werden. Für ein festes Spektralintervall hängen die Strahldichten im wesentlichen von der Temperatur und der Gaskonzentration in der emittierenden atmosphärischen Schicht ab. Wenn uns das vertikale Profil einer der beiden Variablen bekannt ist, so läßt sich das Profil der anderen aus Messungen in der entsprechenden Bande bestimmen.

Die Temperatur T als Funktion des Druckes ist eine für die numerische Wettervorhersage maßgebende physikalische Größe. Eine für die Temperatursondierung geeignete Absorptionsbande sollte folgende Bedingungen erfüllen

1) Das emittierende Gas muß ein konstantes Mischungsverhältnis besitzen, damit die emittierte Strahlung nur eine Funktion der T-Verteilung ist.
2) Die benutzte Bande soll nicht von Banden anderer atmosphärischer Gase überlagert sein.
3) Im zu untersuchenden atmosphärischen Bereich muß lokales thermodynamisches Gleichgewicht vorhanden sein.

Diese Forderungen sind für die 4,3 µm- und die 15 µm-Bande des Kohlendioxids sowie für die 5 mm-Bande des Sauerstoffs näherungsweise erfüllt (BISCHOF (1973), JOST (1971), HOUGHTON (1970)).

Wasserdampf und Ozon absorbieren einen beträchtlichen Teil der Sonnen- und der terrestrischen Strahlung und modifizieren damit das Strahlungs-

feld in der Erdatmosphäre. Aus diesem Grund ist es von Interesse, die zeitlichen und räumlichen Variationen der beiden Gase zu erfassen (CONRATH (1969), SMITH (197o), SHEN (1973), PRABHAKARA (1973), HEATH (1973) u.s.w.). Die Interpretation der Strahldichten in den jeweils zugehörigen Infrarot-Banden setzt allerdings die Kenntnis des T-Profils voraus. Eine genaue Bestimmung des T-Profils aus Strahldichtemessungen im Infraroten hängt aber wiederum von der Wasserdampfverteilung und dem Ozongehalt in der Atmosphäre ab, da beide Gase die Strahlung in den zwei genannten Banden des Kohlendioxids beeinflussen. Deshalb ist es vorteilhaft, bei der indirekten Sondierung das Meßprogramm so aufzustellen, daß aus den Messungen das Temperatur-, das Wasserdampf- und gegebenenfalls das Ozon-Profil gleichzeitig abgeleitet werden können. Dabei wird die gegenseitige Beeinflussung der atmosphärischen Parameter in einem iterativen Verfahren nach und nach eliminiert. Die meisten Inversionsmethoden eignen sich sowohl zur Bestimmung des T-Profils als auch zur Ableitung der Spurengasprofile. Im folgenden werden wir uns allerdings nur mit der T - Sondierung beschäftigen und den Einfluß durch Wasserdampf und Ozon zunächst unberücksichtigt lassen.

Die Inversionsmethoden zur Bestimmung des T-Profils können in zwei Klassen eingeteilt werden:

a) Inverse Matrix - Methoden und
b) iterative Methoden

Die bekanntesten Variationen der inversen Matrix-Lösung wurden von TWOMEY (1965), WARK (1966), RODGERS (1966), WESTWATER (1967) und SMITH (197o) entwickelt. Die iterativen Lösungen stammen im wesentlichen von CHAHINE (1968, 197o), CONRATH (197o) und SMITH (197o). Bei den unter a) genannten Methoden werden meist statistische Daten als zusätzliche Information vorausgesetzt, so daß ihre Anwendung auf Gebiete der Erde beschränkt ist, in denen regelmäßig konventionelle meteorologische Messungen durchgeführt werden. Auf Bereiche der Erdatmosphäre, über die keine oder nur wenige Meßdaten vorliegen, und auf Planetenatmosphären werden dagegen bevorzugt die iterativen Methoden angewandt.

Die Auswertung der z.B. mit den NIMBUS - Satelliten gemessenen Strahldichten brachte eine prinzipielle Übereinstimmung mit den konventionellen Radiosondendaten (WARK (1969), HANEL (1969), SMITH (197o), JASTROW (1973) u.s.w.). Die mittlere quadratische Abweichung des berechneten vom gemessenen T-Profil liegt jedoch noch beträchtlich über den für GARP (Global Atmospheric Research Programme) definierten Grenzen des mittleren quadratischen relativen (abgekürzt m.q.r.) Fehlers von 1 K. Die Ursachen des ca. 2 K großen m.q.r.

Fehlers der invertierten Profile werden wir im Abschnitt 6.3. detailliert besprechen. Eine der bedeutenden Fehlerquellen wird durch Wolken hervorgerufen, welche sich im Gesichtsfeld des Infrarot-Radiometers befinden. In die Inversionsverfahren können nämlich nur Strahldichten eingegeben werden, die sich auf eine wolkenlose Atmosphäre beziehen, d.h. die durch die Wolken modifizierten Strahldichten müssen vorher korrigiert werden. Da erst wenig über die optischen Eigenschaften der Wolken bekannt ist, steht man vor einem komplizierten Problem (SMITH (1970), RODGERS (1970), SMITH (1973)).

Um das Ziel von GARP zu erreichen, müssen die Meßdaten, die Korrekturverfahren für die Strahldichten und die Inversionsmethoden schrittweise verbessert werden. Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich deshalb mit der Entwicklung einer neuen iterativen Methode zur Bestimmung des T-Profils. Wegen ihrer einfachen Handhabung ist die CHAHINE'sche Methode in dieser Klasse am bekanntesten geworden. Diesem Verfahren liegt eine äußerst einfache Iterationsgleichung zugrunde, welche durch Anwendung des Mittelwertsatzes der Integralrechnung auf die Strahlungsübertragungsgleichung und durch gewisse Approximationen abgeleitet werden kann. Wir haben diese einfache Iterationsgleichung als Ausgangspunkt für die Entwicklung einer verallgemeinerten Iterationsgleichung angesehen. Das neue Verfahren sollte eine bessere Anpassung des berechneten an das wahre T-Profil ermöglichen. Daß die neue Methode im Vergleich zur CHAHINE'schen Methode auch bessere Konvergenzeigenschaften aufweist, wird ein zusätzliches überraschendes Resultat sein. Außerdem wird sich herausstellen, daß sich die neue Methode nicht mehr in das bisherige Schema der zwei Klassen von Inversionsverfahren einordnen läßt. Vielmehr schlägt sie eine Brücke zwischen diesen Klassen und trägt damit zur Auflösung der Unterteilung und zum Verständnis der Zusammenhänge zwischen den Inversionsmethoden bei.

2. Theoretische Grundlagen

Für eine nichtstreuende Atmosphäre errechnet sich die mittlere Strahldichte $\overline{N_\nu}$, welche in einem Spektralintervall $[\nu_1, \nu_2]$ unter dem Nadirwinkel Null am oberen Rand der Atmosphäre austritt, aus der Strahlungsübertragungsgleichung (abgekürzt: SÜG):

$$\overline{N_\nu} = \int_{\nu_1}^{\nu_2} J_\nu(T_B) \cdot \tau_\nu(\log p_B) \cdot \omega(\nu - \overline{\nu})\, d\nu - \int_{\nu_1}^{\nu_2} \int_{\log p_B}^{\log p_\infty} J_\nu(T) \frac{\partial \tau_\nu(\log p)}{\partial \log p} \omega(\nu - \overline{\nu})\, d\log p\, d\nu \qquad (2.1.)$$

$J_\nu(T)$	Strahlungsquellfunktion
T_B, p_B	Bodentemperatur, Bodendruck
$\tau_\nu(\log p)$	Transmission zwischen dem Druckniveau p und dem oberen Rand der Atmosphäre p_∞
$\overline{\nu}$	mittlere Frequenz des Intervalls
$\omega(\nu - \overline{\nu})$	Gerätefunktion, welche die spektrale Durchlässigkeit beschreibt
$\frac{\partial \tau_\nu}{\partial \log p}$	Gewichtsfunktion; so genannt, weil die Quellfunktion $J_\nu(T)$ mit ihr gewichtet wird.

Das erste Integral liefert den Beitrag der vom Boden emittierten Strahlung. Der zweite Term gibt den Anteil der aus der Atmosphäre stammenden Strahlung an. Die Annahme einer nichtstreuenden Atmosphäre bedeutet im mittleren Infrarot nur eine geringfügige Vernachlässigung, falls die Aerosole in der Atmosphäre nicht in zu starkem Maße angereichert sind. Im folgenden wird nur der Fall für den Nadirwinkel Null betrachtet. Eine Übertragung des neuen Inversionsverfahrens auf andere Winkel ist prinzipiell möglich. Allerdings ist zu beachten, daß sich für Nadirwinkel ungleich Null eine Dopplerverschiebung der Spektrallinien in der Größenordnung der Doppler-Halbwertsbreite ergeben kann, falls der Meßträger ein sich schnell bewegender Satellit ist und die Sichtlinie des Meßgerätes in der Ebene Nadir-Bewegungsrichtung liegt. Für eine symmetrische Gerätefunktion $\omega(\nu - \overline{\nu})$ ist $\overline{\nu}$ gleich der arithmetisch gemittelten Frequenz des Spektralintervalls $[\nu_1, \nu_2]$.

In der Einleitung haben wir drei für die T-Sondierung verwendbare Molekül-

banden genannt, deren Eigenschaften in bezug auf diese Anwendung von SMITH (1972) eingehend untersucht wurden. Alle drei Spektralbereiche besitzen spezifische Vorzüge, so daß man sich fast beliebig auf eine Absorptionsbande - in unserem Fall die 15 µm-Bande des Kohlendioxids - festlegen kann. Die weiteren Betrachtungen lassen sich prinzipiell auf die beiden anderen Frequenzbereiche übertragen.

Die Strahlungsquellfunktion ist in Bereichen der Atmosphäre mit lokalem thermodynamischen Gleichgewicht gleich der Planckschen Funktion $B_\nu(T)$. Nach HOUGHTON (1970) existiert das lokale thermodynamische Gleichgewicht in bezug auf die Emission in der 15 µm-Bande des Kohlendioxids in dem atmosphärischen Bereich Boden - Druckniveau 0,01 mb.

Für den Druck p führen wir nun die neue Variable x = log p ein. Außerdem wird eine mittlere Transmission und eine mittlere Gewichtsfunktion definiert:

$$\left.\begin{aligned} \overline{\tau_\nu(x)} &= \int_{\nu_1}^{\nu_2} \tau_\nu(x)\, \omega(\nu-\overline{\nu})\, d\nu \\ \overline{\frac{\partial \tau_\nu(x)}{\partial x}} &= \int_{\nu_1}^{\nu_2} \frac{\partial \tau_\nu(x)}{\partial x}\, \omega(\nu-\overline{\nu})\, d\nu \end{aligned}\right\} \qquad (2.2.)$$

Mit der plausiblen Annahme, daß die Integrale des 2. Terms der SÜG vertauscht werden dürfen, und unter Anwendung des Mittelwertsatzes der Integralrechnung erhalten wir dann:

$$\overline{N_\nu} = \overline{e_\nu}\, B_{\nu^*}(T_B)\,\overline{\tau_\nu(x_B)} + \int_{x_\infty}^{x_B} B_{\nu^*}(T)\, \overline{\frac{\partial \tau_\nu(x)}{\partial x}}\, dx \qquad (2.3.)$$

ν^* entsprechend dem Mittelwertsatz festgelegte Frequenz aus dem Intervall $[\nu_1, \nu_2]$

$\overline{e_\nu}$ mittleres Emissionsvermögen des Bodens

Der Betrag des Bodenterms spielt nur in großem Abstand vom Bandenzentrum eine Rolle; er kann für jedes Spektralintervall aus der Bodentemperatur berechnet werden, welche aus Messungen in einem Fensterbereich der Atmosphäre bestimmt wird. Wenn wir den Wert des Bodenterms in die Strahldichte mit einbeziehen, so ergibt sich schließlich:

$$\overline{N_\nu} - \overline{e_\nu}\, B_\nu(T_B)\, \overline{\tau_\nu(x_B)} = \overline{N'_\nu} = \int_{x_\infty}^{x_B} B_\nu(T)\, \overline{\frac{\partial \tau_\nu(x)}{\partial x}}\, dx \qquad (2.4.)$$

Im folgenden wird eine vereinfachte Schreibweise für diese Form der SÜG benutzt:

$$\left.\begin{aligned} N_\nu &= \int_{x_\infty}^{x_B} B_\nu(T)\, \frac{\partial \tau_\nu(x)}{\partial x}\, dx \\ \text{wobei} \quad x &:= \log p \end{aligned}\right\} \qquad (2.5.)$$

Bei Gleichung (2.5.) handelt es sich um eine Fredholmsche Integralgleichung 1. Art, welche für einen allgemeinen Kern keine eindeutige Lösung besitzt (COURANT, 1953). Da das Problem schlecht konditioniert ist, können numerisch gewonnene Lösungen im folgenden Sinne instabil werden: Kleine Fehler in den Strahldichten und Transmissionswerten führen zu unproportional großen Fehlern im T-Profil (PHILLIPS (1962), TWOMEY (1963, 1966)).

Trotzdem konnten inzwischen geeignete numerische Methoden zur Bestimmung des T-Profils aus Strahldichtemessungen entwickelt werden. Die Klasse der inversen Matrix-Methoden besteht im wesentlichen aus der statistischen Methode und der Minimum - Informationslösung. Die Klasse der iterativen Methoden wurde bisher in eine nichtlineare Methode (CHAHINE) und eine Methode nach SMITH unterteilt. Im Rahmen dieser Arbeit können wir nicht alle vier Methoden im Detail - für eine kritische Gegenüberstellung wäre dies erforderlich - wiedergeben. Es wird auf die Literaturangaben in der Einleitung verwiesen. Eine Ausnahme wird für das von CHAHINE (1968, 197o) beschriebene Verfahren gemacht, da es die Grundlage für die Entwicklung der neuen iterativen Methode ist (siehe Kapitel 4).

Die anschaulichen Betrachtungen über das Prinzip der Inversionsmethoden in der Einleitung spiegeln sich in der graphischen Darstellung von Gewichtsfunktionen wieder (Abb. 2.1.). Da die Transmission durch die Atmosphäre nur schwach von der Temperatur abhängt, lassen sich die Gewichtsfunktionen bereits ohne Kenntnis des T-Profils näherungsweise berechnen. In der Abbildung 2.1. wächst mit laufendem Buchstaben der Abstand zum Bandenzentrum. Nach Gleichung (2.5.) liegt die frequenzabhängige Lage des Maximums der Gewichtsfunktion ungefähr diejenige Schicht der Atmosphäre

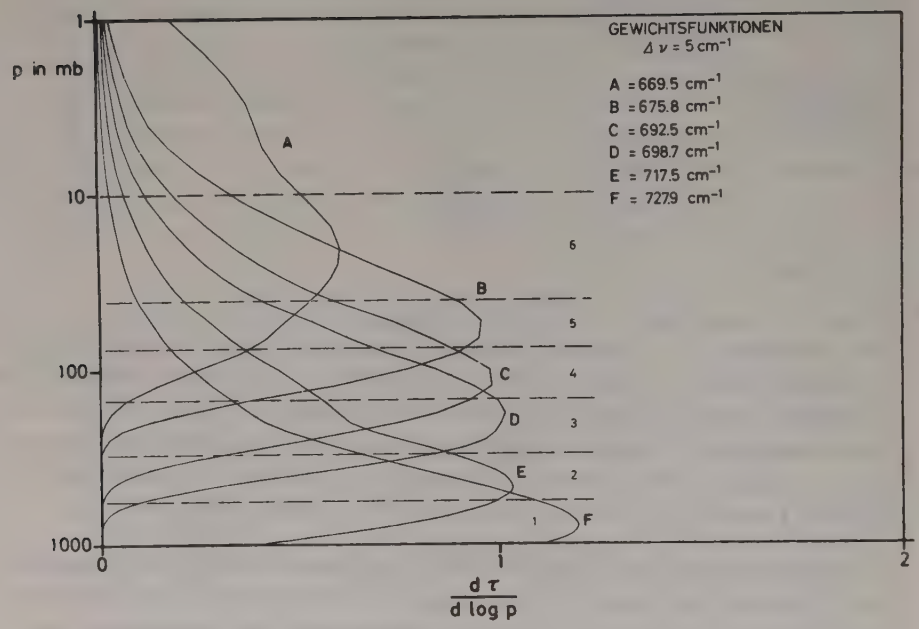


Abb. 2.1.: Gewichtsfunktionen für Spektralintervalle in der 15 µm-Bande; Einteilung der Atmosphäre in zugehörige Schichten

fest, aus welcher der größte Teil der gemessenen Strahldichte kommt. Die mittlere Temperatur dieser atmosphärischen Schicht kann demnach aus der SÜG abgeleitet werden, wenn man aus dieser die Plancksche Funktion $B_\nu(T)$ bestimmen kann. Aus Strahldichtemessungen in verschiedenen Spektralintervallen ergeben sich so mit entsprechenden Druckniveaus der Atmosphäre korrelierte T-Werte. Erwähnt sei noch, daß die Gewichtsfunktion nur in einer isothermen Atmosphäre eine exakte Darstellung der höhenabhängigen Verteilung der emittierten Strahlung ist. In der realen Atmosphäre wird die am stärksten emittierende Schicht durch das Maximum der "Emissionsfunktion" $B \cdot \partial\tau/\partial x$ gekennzeichnet. McCLATCHEY (1972) hat jedoch nachgewiesen, daß die Unterschiede zwischen Gewichtsfunktion und Emissionsfunktion in der 15 µm-Bande relativ klein sind.

3. Polynommodell für die Transmission

3.1. Entwicklung des Polynommodells

Die Bestimmung des Temperaturprofils mit Methoden der indirekten Sondierung erfordert nicht nur genaue Strahlungsmessungen und ein ausgewogenes Inversionsverfahren, sondern auch sehr genaue mittlere Transmissionswerte (siehe Gleichung (2.2.)). Diese Bedingung resultiert aus der Tatsache, daß bei der numerischen Lösung der SÜG Differenzen von Transmissionswerten auftreten. Um die frequenzgemittelten Transmissionen mit relativ geringem Rechenaufwand im Inversionsverfahren bestimmen zu können, müssen Transmissionsfunktionen gefunden werden, welche das Transmissionsverhalten in der Atmosphäre möglichst genau beschreiben.

Polynome wurden bereits aus folgenden Gründen zur Erzeugung geeigneter Transmissionsfunktionen verwendet: Mit Polynommodellen kann jede gewünschte spektrale Auflösung erzielt und die geforderte Genauigkeit der Transmissionswerte erreicht werden. Vor allem aber ist die direkte Anwendung dieser Art von Transmissionsfunktion auf stark inhomogene Wege in der Atmosphäre möglich.

Als erster hat SMITH (1969) die Ableitung eines Polynommodells publiziert. Mit mehreren Approximationen für die Linienparameter ergibt sich folgende Näherungsformel für die mittlere Transmission τ_ν in einem Spektralintervall $\Delta\nu$ in einem homogenen Medium:

$$\tau_\nu = \exp\left(-a_{\nu,1}\, m^{a_{\nu,2}}\, p^{a_{\nu,3}}\, T^{a_{\nu,4}}\right) \qquad (3.1.)$$

m = Masse, p = Druck, T = Temperatur
$a_{\nu,i}$ = Konstanten für ein Spektralintervall

Zweimaliges Logarithmieren führt zu der Gleichung:

$$\ln(-\ln\tau_\nu) = \ln a_{\nu,1} + a_{\nu,2}\ln m + a_{\nu,3}\ln p + a_{\nu,4}\ln T \qquad (3.2.)$$

Die Näherungsformel (3.2.) kann verbessert werden, wenn wir auch höhere Terme für die Variablen ln m, ln p und ln T zulassen. Mit einer statistischen Varianzanalyse werden nun die signifikanten Glieder und die Werte der Koeffizienten aus tabellierten Daten (aus Liniendaten berechnete Transmissionswerte, STULL u.a. (1963)) bestimmt. Für die Beschreibung der Trans-

missionswerte in der 15 µm-Bande ermittelte SMITH acht signifikante Terme.

Eine direkte Anwendung dieses Modells auf die Atmosphäre ist allerdings nicht möglich. Für inhomogene Wege müssen zuerst ein mittlerer Druck- und ein mittlerer Temperaturwert ausgerechnet werden. SMITH benutzt dazu die CURTIS - GODSON - Approximation. Die angeführten tabellierten Daten können mit einer Genauigkeit von ca. 1 % (m.q.r. Fehler) wiedergegeben werden.

LATKA (1971) kommt auf einem anderen Weg als SMITH zu einer ähnlichen Formel für das homogene Medium:

$$\log A_\nu = \log c_{\nu,1} + c_{\nu,2} \log m + c_{\nu,3} \log p + c_{\nu,4} \log T \qquad (3.3.)$$

A_ν = Absorption im Spektralintervall

Um eine möglichst gute Beschreibung des Absorptionsverhaltens zu erreichen, erweitert auch LATKA den Ansatz durch Hinzunahme höherer Terme:

$$\log A_\nu = \sum_{j,k,l=0}^{2} c_{\nu,jkl} (\log m)^j (\log p)^k (\log T)^l \qquad (3.4.)$$

Der wesentliche Unterschied im Vergleich zu SMITH beruht in der völlig anderen Art des Übergangs zu inhomogenen Wegen. Im monochromatischen Fall wäre die Gesamttransmission das Produkt der Transmissionen aufeinander liegender atmosphärischer Schichten. Für ein Frequenzintervall in einem Linienspektrum ist diese einfache Produktdarstellung nicht erlaubt. LATKA teilt zunächst den inhomogenen Weg in mehrere Abschnitte ein. Jeder Wegabschnitt wird durch die in ihm befindliche Masse m, sowie geeignet gewählte Mittelwerte der Temperatur T und des Druckes p repräsentiert. Die Absorption des 1. Abschnitts $A_{\nu,1}$ wird nach Gleichung (3.4.) berechnet. Bei Hinzunahme des n-ten Wegabschnitts zu der Summe der ersten (n-1) Abschnitte ergibt sich die Absorptionsänderung aus folgender Formel:

$$\log(A_{\nu,n} - A_{\nu,n-1}) = \sum_{i,j,k,l=0}^{2} d_{\nu,ijkl} (\log m_n)^i (\log p_n)^j (\log T_n)^k (\log A_{n-1})^l \qquad (3.5.)$$

Die Konstruktion dieses Ansatzes basiert auf folgender Überlegung: Der Zuwachs $A_{\nu,n} - A_{\nu,n-1}$ an Absorption durch den Wegabschnitt n hängt nicht nur von den Größen m_n, p_n, T_n in diesem Abschnitt, sondern auch von der

Absorption $A_{\nu,n-1}$ durch die vorausgegangenen Wegabschnitte ab. Diese Absorption $A_{\nu,n-1}$ nimmt neben den Parametern m_n, p_n, T_n eine gleichberechtigte Stellung ein. Durch fortgesetzte Anwendung der Gleichung (3.5.) kann die Gesamtabsorption für einen inhomogenen Weg, der aus mehreren homogenen Schichten besteht, berechnet werden. Im Gegensatz dazu kann das Polynom von SMITH nur für homogene Wege benutzt werden.

Für die Ableitung unseres Polynommodells bauen wir auf den Überlegungen von LATKA auf und gehen von der prinzipiellen Form der Gleichung (3.4.) aus. Bei der vertikalen Temperatursondierung müssen Transmissionswerte für verschiedene Atmosphärenschichten (siehe Abb. 3.1.) in Abhängigkeit von p, m, T berechnet werden, so daß es von Vorteil ist, als abhängige Variable direkt die Transmission τ_ν statt der Absorption A_ν zu verwenden. Der Übergang zu inhomogenen Wegen erfolgt unter veränderten Gesichtspunkten. Zunächst soll eine einfachere Form für die zu (3.5.) analoge Gleichung gefunden werden. Zu diesem Zweck wird die physikalische Größe $\tau_{\nu,n-1}$ im Vergleich zu p_n, m_n, T_n als unabhängige Variable mit besonderer Stellung betrachtet, d.h. in dem von uns aufgestellten Transmissionspolynom (Gleichung 3.6.) tritt $\log\tau_{\nu,n-1}$ nicht als ein mit $\log p_n$, $\log m_n$ oder $\log T_n$ gemischtes Glied auf:

$$\log\tau_{\nu,n} = \sum_{i=1}^{3} a_{\nu,i}(\log\tau_{\nu,n-1})^i + \sum_{i,j,k=0}^{2} b_{\nu,ijk}(\log m_n)^i(\log p_n)^j(\log T_n)^k \qquad (3.6.)$$

Durch die Zulassung der 3. Potenz von $\log\tau_{\nu,n-1}$ soll eine gewisse Kompensation für die im Vergleich zum LATKA'schen Polynom weggelassenen Mischterme erreicht werden. Die Anzahl der Koeffizienten verringert sich dadurch von 81 in Gleichung (3.5.) auf 3o in Gleichung (3.6.).

Außerdem ist die gewählte Schichtdicke entlang des atmosphärischen Weges für die Anwendung der Gleichung (3.6.) von Bedeutung. Wird der inhomogene Weg in relativ dünne, fast homogene Abschnitte eingeteilt, so wird zwar der Rechenaufwand für die Bestimmung der Koeffizienten $a_{\nu,i}$, $b_{\nu,ijk}$ erhöht, aber dafür lassen sich die Werte m_n, p_n, T_n für die häufigen Berechnungen der Transmissionswerte im Inversionsverfahren als einfache arithmetische Mittel für den Wegabschnitt n erzeugen.

Die Koeffizienten $a_{\nu,i}$, $b_{\nu,ijk}$ des Polynoms müssen durch Anpassung an vorgegebene Transmissionswerte bestimmt werden. Diese gelten jeweils nur für ein Spektralintervall und eine vorausgesetzte Gerätefunktion. Nach den Erfahrungen der oben genannten Autoren ist es sinnvoll, die obere Grenze

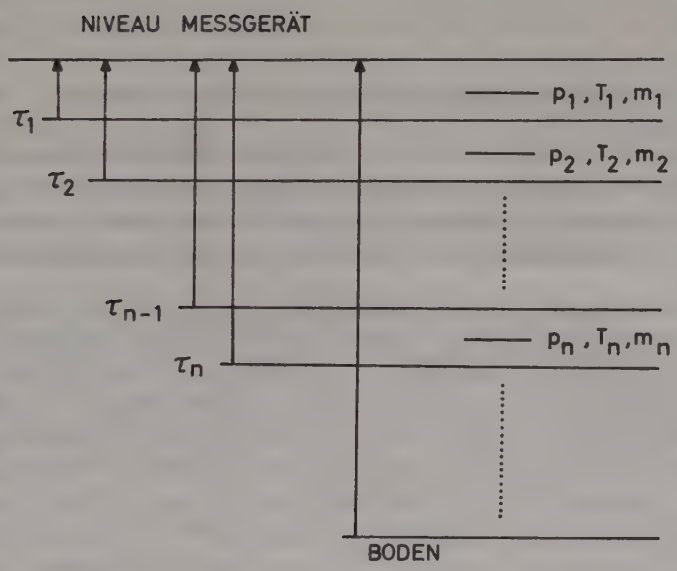


Abb. 3.1.: Schema der Transmissionen, welche bei der Vertikalsondierung für verschiedene Atmosphärenschichten in Abhängigkeit von p, m, T berechnet werden müssen

der Indizes auf den Wert zwei festzusetzen. Prinzipiell könnte durch Hinzunahme höherer Koeffizienten eine etwas bessere Anpassung erzielt werden. Da es andererseits unwahrscheinlich ist, daß alle $b_{\nu,ijk}$ für die Darstellung der Transmissionswerte wirklich wesentlich sind, könnte durch eine statistische Analyse die Anzahl der Koeffizienten sogar verkleinert werden. Diese übrigbleibenden signifikanten Terme müssen in verschiedenen Spektralintervallen jedoch durchaus nicht dieselben Indizeskombinationen ijk aufweisen.

3.2. Anwendung auf Spektralintervalle in der 15 µm-Bande

Da für die in der 15 µm-Bande ausgesuchten Spektralintervalle keine tabellierten Transmissionsdaten vorliegen, müssen diese erst aus Liniendaten berechnet werden. Die Kriterien für ihre Auswahl werden in Abschnitt 4.1. in Zusammenhang mit der neuen Inversionsmethode aufgestellt.

Die Abweichungen zwischen experimentell und theoretisch gefundenen Linienparametern der 15 µm-Bande liegen wegen der begrenzten Meßgenauigkeit noch im Prozentbereich (KONDRATYEV, 197o). Für simulierte Experimente spielt diese Diskrepanz keine Rolle. In der Atmosphäre hängt das Verhältnis Lorentzbreite zu Dopplerbreite einer Spektrallinie im wesentlichen vom Druck und der Frequenz des Linienzentrums ab. Dieses Verhältnis wird in der 15 µm-Bande etwa im Druckniveau 5 mb gleich 1. Da die vertikale Temperatursondierung bei Verwendung von etwa 5 cm^{-1} breiten Spektralintervallen nur das Gebiet der Troposphäre und der unteren Stratosphäre erfaßt, kann für die nachfolgenden Berechnungen das reine Lorentzprofil benutzt werden.

Bereits in der Einleitung wurde festgestellt, daß zur genauen Berechnung der Transmissionswerte in Spektralintervallen der 15 µm-Bande die Wasserdampfverteilung und der Ozongehalt der Atmosphäre nicht außer acht gelassen werden dürfen. Während die Beeinflussung der Transmission durch die 14,3 µm-Bande des Ozons durch die Annahme einer Normalverteilung hinreichend gut korrigiert werden könnte, müßte man im Falle des Wasserdampfs massenabhängige Korrekturglieder in das Polynommodell einfügen. Für die rein theoretische Überprüfung unserer neuen Inversionsmethode können wir jedoch auf eine Berücksichtigung der beiden Gase verzichten, da das Inversionsverfahren dann nur auf simulierte Strahldichten angewendet wird. Diese Maßnahme wurde nur zur Eindämmung des großen Rechenaufwandes für die Anpassung der Polynome und nicht wegen prinzipieller Schwierigkeiten getroffen.

Für simulierte Experimente entfällt ebenso die Berücksichtigung einer Gerätefunktion oder des endlichen Öffnungswinkels des Meßinstruments.

Zur Erzeugung der tabellierten Transmissionswerte müssen wir zunächst eine Schichteinteilung der Atmosphäre vornehmen und einige Atmosphärenmodelle auswählen. Die geometrische Schichteinteilung unter Hinzunahme markanter Punkte wird von BOLLE (1967) übernommen, der den atmosphärischen Bereich 1ooo mb bis o,o1 mb in 71 Intervalle zerlegt. Für die Inversion von Messungen in 5 cm^{-1} breiten Spektralintervallen der 15 µm-Bande ist nur das in 46 Schichten unterteilte Gebiet hohen Drucks (> 1o mb) von Bedeutung (siehe Abb. 2.1.). Die Vielzahl der Schichten gestattet die Verwendung arithmetischer Mittelwerte für Druck und Temperatur (siehe Abschnitt 3.1.). Die Auswahl der Atmosphärenmodelle wird nach folgenden Gesichtspunkten getroffen:

1) Die Modelle sollen weitgehend den Variationsbereich der in der Atmosphäre vorkommenden T-Profile überdecken.
2) Die für verschiedene geographische Breiten gemittelten T-Profile sollen in der Auswahl enthalten sein.
3) Die Anzahl der Atmosphärenmodelle soll möglichst klein sein, damit der Rechenaufwand in vernünftigen Grenzen bleibt.

Unter diesen Bedingungen verwendet man am besten neben dem arktischen, dem tropischen und dem Standard-Modell (US Standard-Atmosphären 1962) noch zwei den T-Variationsbereich erweiternde Profile (Abb. 3.2.). Zu diesem Zweck wurden zwei extreme Atmosphärenmodelle entwickelt, deren Existenz in der realen Atmosphäre sehr unwahrscheinlich ist. Für die Anpassung der Transmissionspolynome erfüllen sie jedoch ihre Aufgabe.

Im nächsten Schritt berechnen wir die Transmissionswerte für die genannten Atmosphärenmodelle Linie für Linie aus theoretischen Linienparametern (siehe BOLLE 1973) für spezielle Spektralintervalle (siehe Tabelle 3.1.).

Schließlich werden diese tabellierten Transmissionsdaten zur Erzeugung der gesuchten 3o Polynomkoeffizienten pro Spektralintervall benutzt. Die dazu verwendeten Computerprogramme sind nach der Methode der schrittweisen Mehrfachregression aufgebaut. Die grundsätzliche Bedingung, daß die Anzahl der vorgegebenen Transmissionswerte größer als die Anzahl der zu bestimmenden Koeffizienten sein muß, ist leicht zu erfüllen. Wie bereits in Abschnitt (3.1.) erwähnt wurde, könnten aus den tabellierten Transmissionswerten durch eine statistische Analyse die signifikanten Terme des Polynoms festgelegt werden. Läßt man die weniger relevanten Terme weg, so wächst der m.q.r. Fehler der mit dem Polynom berechneten Transmissionen nur langsam mit der Anzahl der unterdrückten Terme an.

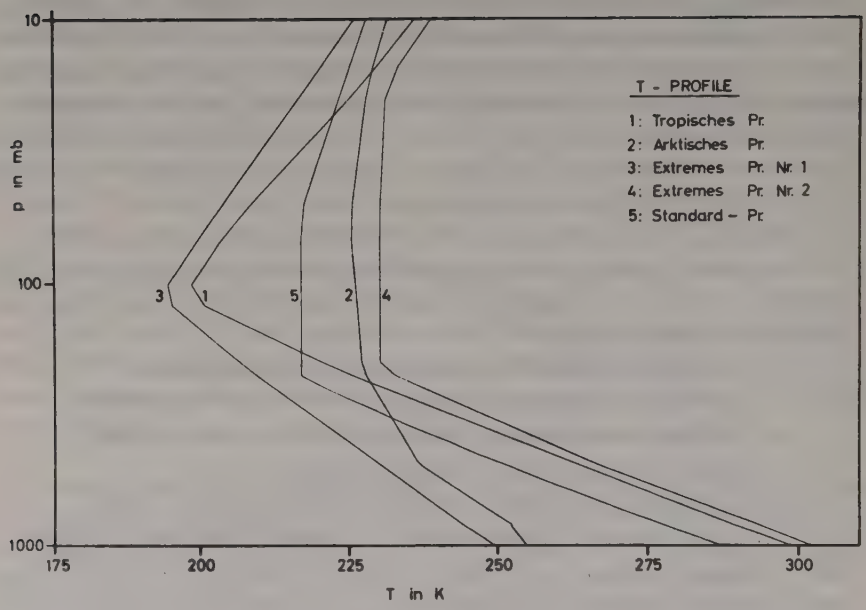


Abb. 3.2.: Ausgewählte Atmosphärenmodelle für die Bestimmung der Transmissionsfunktionen

Da bei der Inversionsprozedur die Rechenzeit aber nicht wesentlich von der Anzahl der verwendeten Terme abhängt, kann die rechenintensive Suche nach den signifikanten Koeffizienten in unserem Fall unterbleiben.

Um außerdem ohne zusätzlichen Rechenaufwand eine Überprüfung der Leistungsfähigkeit der Polynome zu ermöglichen, wurden die Polynome nur an die Transmissionswerte der Atmosphärenmodelle Nr. 1 bis 4 (siehe Abb. 3.2.) angepaßt. Die tabellierten Transmissionsdaten für das Standard-Profil (Nr. 5) können durch diese Maßnahme zu einem unabhängigen Vergleich mit jenen, welche sich aus den Polynomen berechnen lassen, herangezogen werden. Zur Gewinnung möglichst genauer Transmissionspolynome müßte man Sätze von Koeffizienten erzeugen, welche von der geographischen Breite abhängen. Der dazu notwendige Rechenaufwand wäre im Rahmen dieser Arbeit jedoch nicht zu rechtfertigen.

Im folgenden überprüfen wir die Güte der Transmissionspolynome. Dazu werden aus den Polynomen die Transmissionen für die Atmosphärenmodelle Nr. 1 bis 5 wieder berechnet. Aus den Differenzen dieser Transmissionswerte zu den tabellierten Daten leiten wir die m.q.r. Fehler ab, welche in Tabelle 3.1. eingetragen sind. Dabei wird aus den genannten Gründen zwischen den Atmosphärenmodellen Nr. 1 bis 4 und Nr. 5 unterschieden. Da die Spektralintervalle fast über den gesamten R-Zweig der 15 µm-Bande verteilt sind, treten entsprechend große Änderungen im mittleren Absorptionskoeffizienten auf, d.h. die Variation der Transmission im betrachteten atmosphärischen Bereich hängt stark vom Spektralintervall ab. Solange der Variationsbereich der Transmission klein bleibt, läßt sich eine ausgezeichnete Anpassung des Polynoms an die tabellierten Werte erzielen (vergleiche Tabelle 3.1.). Für solche Spektralintervalle - mittlere Wellenzahlen 727.9, 717.5 und 698.7 - werden auch die Transmissionswerte für das nicht zur Anpassung verwendete Profil Nr. 5 mit guter Genauigkeit wiedergegeben. Für 698.7 cm^{-1} fällt der m.q.r. Fehler mit 2 % ziemlich groß aus, weil die Fehler mit abnehmender Transmission anwachsen. Die relativ ungenauen, sehr kleinen Transmissionswerte spielen jedoch für die Berechnung der Strahldichten nur eine untergeordnete Rolle.

Für die anderen drei Spektralintervalle nimmt der Fehler F_1 (siehe Tabelle 3.1.) mit abnehmender Wellenzahl rasch zu, da sich der Variationsbereich der Transmission schnell ausdehnt. Ein einfaches Mittel gegen diesen unerwünschten Effekt ist die Verkleinerung des atmosphärischen Bereichs, für den das Transmissionspolynom angepaßt wird. Selbstverständlich dürfen nur Schichten der Atmosphäre weggelassen werden, welche praktisch nicht zur Strahldichte im betreffenden Spektralintervall bei-

mittl. Wellenzahl [cm^{-1}]	727,9	717,5	698,7	692,5		675,8		669,5	
Variationsbereich des Druckes [mb]	von 1000 bis 0,01	1000 0,01	1000 0,01	1000 0,3	500 0,3	1000 0,1	300 0,1	1000 0,1	200 0,1
Variationsbereich von τ [Zehnerpotenzen]	1	2	6	10	2	24	2	33	2
F_1: m.q.r. Fehler von τ für d. Profile Nr.1-4 [%]	0,03	0,04	0,4	0,6	0,2	2,1	0,5	2,6	0,9
F_2: m.q.r. Fehler von τ für d. Profil Nr. 5 [%]	0,2	0,5	2	2	0,3	8*	0,6	5*	1,1

Tabelle 3.1.: Güte der Transmissionspolynome

τ = Transmission; für die drei dem Bandenzentrum nahe gelegenen Spektralintervalle wurde das Polynom zusätzlich in einem engeren Druckbereich angepaßt. Die mit * gekennzeichneten Fehler F_2 beziehen sich nur auf den begrenzten Variationsbereich der Transmission von 1 bis 10^{-7}. Profil Nr. 5 = Standard-Profil

tragen. Der Variationsbereich der Transmission wird damit auf zwei Zehnerpotenzen reduziert. Zur Berechnung der Strahldichte können in den weggelassenen atmosphärischen Schichten die Transmissionswerte des zugehörigen mittleren Profils verwendet werden. Mit dieser Maßnahme wird der Fehler F_1 für alle sechs Polynome unter 1 % gedrückt und liegt im Mittel sogar bei o,5 %. Selbst der Fehler F_2 für das Standard-Profil (Nr. 5) beträgt durchschnittlich nur o,8 %. Verständlicherweise ist der gemittelte Fehler F_2 für das nicht zur Anpassung verwendete Profil Nr. 5 deutlich größer als der gemittelte Fehler F_1. Bei der Inversion von Strahldichten, welche für das Standard-Profil simuliert wurden, ergeben sich deshalb auch größere T-Fehler als z.B. im Fall des tropischen Profils (siehe Abschnitt 5.2.).

Zum Vergleich werden die Ergebnisse von SMITH (1969) für die 15 µm-Bande wiedergegeben. Die an homogene Wege angepaßten Polynome weisen bereits in bezug auf die vorgegebenen Transmissionswerte einen m.q.r. Fehler von o,8 % auf. Da dieser Fehler beim Übergang zu inhomogenen Wegen anwächst, können wir feststellen: Die von uns entwickelten Polynome liefern im Vergleich zu den Polynomen von SMITH die genaueren Transmissionswerte.

In dieser Arbeit dienen die Polynome als Voraussetzung für den Test einer neuen Inversionsmethode. Falls die vorgeschlagenen Polynome bei Routineauswertungen eingesetzt werden, können mit entsprechendem Rechenaufwand die Fehler F_i weiter reduziert werden.

Für die folgenden Betrachtungen ist es von großem Interesse, wie sich die Fehler der Transmissionswerte auf die Genauigkeit der Strahldichten auswirken. Eine relativ unabhängige Aussage sollte sich für das Standard-Profil ergeben. Die mit den Polynomen berechneten Strahldichten weisen für diesen Fall einen m.q.r. Fehler von o,3 % auf.

4. Ein neues Inversionsverfahren

4.1. Vorbemerkungen, Randbedingungen

Im Inversionsverfahren werden die Transmissionspolynome zur Berechnung der mittleren Transmissionswerte in den ausgewählten Spektralintervallen benutzt. Diese Funktionen setzen eine Modellatmosphäre mit folgenden Eigenschaften voraus:

1) In der Atmosphäre befinden sich nur gasförmige Absorber. Wolken und Aerosolschichten werden nicht berücksichtigt.
2) Der Bodendruck ist ein fester Wert, der dem Normaldruck gleichgesetzt wird.
3) Die Bodentemperatur und die Lufttemperatur in Bodennähe sind identisch.

In der realen Atmosphäre treten fast immer davon abweichende Verhältnisse auf. Deshalb ist eine Korrektur der Meßdaten notwendig, bevor sie in die eigentliche Inversionsprozedur eingegeben werden. Natürlich entfallen bei der Inversion synthetischer Daten solche Korrekturverfahren.
Bereits in Kapitel 2 wurde erwähnt, daß die Bodentemperatur aus Messungen in einem Fensterbereich des Infraroten bestimmt werden kann. Die zwei geeigneten Wellenlängenbereiche erstrecken sich von 3,5 µm bis 4,1 µm und von 1o,5 µm bis 12,5 µm. Ein wesentlicher Nachteil des erstgenannten Intervalls ist die Tatsache, daß die reflektierte solare Strahlung sich der vom Boden emittierten überlagert. Im zweiten Spektralbereich beeinflußt dafür der Wasserdampf das Strahlungsfeld in der Atmosphäre. Schließlich stellen Aerosole unerwünschte Absorber in beiden Fensterbereichen dar. Mit einem schmalbandigen Filter (ca. o,1 µm) mit der Zentralwellenlänge $\nu^* = 11{,}1$ µm messen wir eine Strahldichte, von der mehr als 85 % vom Boden stammt. Zur Bestimmung der Bodentemperatur nimmt man ein mittleres T-Profil $\overline{T}$ an und löst Gleichung (2.3.) auf:

$$B_{\nu^*}(T_B) = \left\{ \overline{N_\nu} - \int_{x_\infty}^{x_B} B_{\nu^*}(\overline{T}) \, \overline{\frac{\partial \tau_\nu(x)}{\partial x}} \, dx \right\} \frac{1}{\overline{e_\nu} \cdot \overline{\tau_\nu(x_B)}} \qquad (4.1.)$$

(Genauere T_B-Werte ergeben sich, wenn außerdem noch die am Boden reflektierte Himmelsstrahlung berücksichtigt wird; die Bedeutung eines solchen Korrekturterms wächst mit abnehmendem $\overline{e_\nu}$)
Aus der Planckschen Funktion $B_{\nu^*}(T_B)$ läßt sich dann ohne Mühe ein Näherungswert für die Bodentemperatur ausrechnen, der uns wiederum in die Lage versetzt, die Bodenterme für alle Spektralintervalle zu ermitteln. Anschließe gewinnen wir mit einem Inversionsverfahren ein verbessertes T-Profil und können damit die Bodentemperatur korrigieren.

Für eine ausreichende Verbesserung des Wertes der Bodentemperatur genügen wenige Iterationsschritte. Bei der Inversion der Messungen bereitet das mittlere Emissionsvermögen des Bodens gewisse Schwierigkeiten. $\overline{e_\nu}$ variiert zwar im 1o µm-Fenster für eine größere Zahl von Bodenarten nur innerhalb des Intervalls o,9 - 1,o (KONDRATYEV, 197o), aber schon dadurch können in bezug auf die Bodentemperatur Fehler im Prozentbereich verursacht werden. Für die Berechnung simulierter Strahldichten verwenden wir für $\overline{e_\nu}$ den Wert 1,0.

Die obere Randbedingung für das T-Profil wird folgendermaßen definiert: Das T-Profil oberhalb 3o Km wird dem mittleren Profil für die entsprechende geographische Breite gleichgesetzt und bleibt während des Iterationsprozesses fest. Eine solche Einschränkung wird notwendig, falls die Strahldichtemessungen eines konventionellen Gerätes, z.B. eines Filterradiometers, invertiert werden. Aus Vertikalmessungen dieser Art lassen sich mit Inversionsmethoden nur Aussagen über Atmosphärenschichten im Druckbereich 1o - 1ooo mb machen, in dem die Maxima der Gewichtsfunktionen liegen (siehe Abb. 2.1.). Mit einer neueren Meßtechnik, wie sie z.B. im SCR-Instrument (ABEL, HOUGHTON, u.a. 197o) verwirklicht ist, kann der erfaßte atmosphärische Bereich bis in eine Höhe von ca. 5o Km ausgedehnt werden. Die spektrale Auflösung eines solchen Meßinstruments ist nämlich mit der Halbwertsbreite von einzelnen Linien (etwa o,o1 cm^{-1}) vergleichbar, so daß die Maxima der Gewichtsfunktionen in der Atmosphäre angehoben werden. Eine Weiterentwicklung dieses Meßprinzips stellt das druckmodulierte Radiometer PMR (HOUGHTON, 1973) dar, welches in naher Zukunft die Temperaturbestimmung bis zu Höhen von 9o Km ermöglichen soll. Die Ableitung der T-Werte in der unteren Stratosphäre mit Inversionsmethoden wird durchaus von den darüberliegenden Schichten der Atmosphäre beeinflußt, d.h. die SCR- und PMR-Messungen sollen u.a. die Genauigkeit des T-Profils in der unteren Stratosphäre verbessern. Für den Test unserer neuen Inversionsmethode können wir uns auf den Stand der konventionellen Meßtechnik begeben und zur Simulation der Strahldichten das T-Profil oberhalb 3o Km mit dem mittleren Profil für die entsprechende geographische Breite gleichsetzen. Der Anwendungsbereich des neuen Inversionsverfahrens läßt sich im Prinzip auf PMR-Messungen ausdehnen.

Bereits KAPLAN (1959) hat das Problem der Auswahl geeigneter Spektralintervalle aufgegriffen. Folgende Anforderungen können bezüglich Breite, Lage und Anzahl der Spektralintervalle definiert werden:

1) Das Spektralintervall soll nur so breit sein (etwa 5 cm^{-1}), daß die Halbwertsbreite der zugehörigen Gewichtsfunktion

(abgekürzt G.F.) nicht wesentlich größer (ca. Faktor 1,1) als die der G.F. einer monochromatischen Frequenz wird.

2) Die Lage der Spektralintervalle wird aus der Lage der Maxima der zugehörigen Gewichtsfunktionen festgelegt, welche auf der logarithmischen Druckskala etwa gleichverteilt sein sollen. Damit ist eine minimale Überlagerung der Gewichtsfunktionen gewährleistet. Gleichzeitig muß die Beeinflussung der Transmission durch andere atmosphärische Gase gering gehalten werden.

3) Für die Festlegung einer angemessenen Zahl von Spektralintervallen im Druckbereich 1ooo - 1o mb genügt eine Betrachtung der Abb. 2.1. Schon für sechs Gewichtsfunktionen beobachten wir eine weitgehende gegenseitige Überlagerung. Die Maxima lassen sich allerdings noch verschiedenen atmosphärischen Schichten zuordnen. Eine zahlenmäßige Zunahme der Spektralintervalle kann deshalb den Informationsgehalt der Messungen kaum erhöhen, während eine Verringerung der Zahl diesen vermindert (dazu siehe unten CONRATH, 1972).

Damit der Einfluß der Wasserdampf-Rotationsbande auf die Transmission möglichst klein bleibt, werden die Spektralintervalle in den R-Zweig der 15 µm-Bande gelegt. Allerdings wird dadurch die relativ schwache 14,3 µm-Bande des Ozons in benachbarten Spektralintervallen wirksam. Wegen der notwendigen optimalen Lage der Gewichtsfunktionen kann die verbleibende Beeinflussung durch Wasserdampf und Ozon durch eine Verschiebung der Frequenzintervalle in bezug auf das Linenspektrum nicht weiter verringert werden.

Die Zahl der Spektralintervalle ist direkt mit der Frage der vertikalen Auflösung korreliert. CONRATH (1972) hat dieses Problem mit mathematischen Methoden untersucht. Von der SÜG (Gleichung 2.5.) für das T-Profil $T(x)$ wird zunächst die SÜG für ein mittleres Referenzprofil $T^{o}(x)$ abgezogen. Entwickelt man die Plancksche Funktion $B_{\nu}(T(x))$ in eine Taylor-Reihe um $T^{o}(x)$ und vernachlässigt man den quadratischen Term und alle höheren Glieder, so ergibt sich folgende modifizierte SÜG:

$$\Delta N_{\nu} = \int_{x_{\infty}}^{x_{B}} K_{\nu}(x)\ \Delta T(x)\ dx \qquad (4.2.)$$

wobei $\Delta N_\nu = N_\nu - N_\nu^o$, $\Delta T(x) = T(x) - T^o(x)$

$$K_\nu(x) = \frac{dB_\nu(T^o(x))}{dT} \cdot \frac{\partial \tau_\nu(x)}{\partial x}$$

Weiterhin sei $\hat{T}(x)$ der mit einem Inversionsverfahren berechnete T-Wert im Niveau x. Für die anschließenden Betrachtungen läßt CONRATH nur Inversionsmethoden zu, für welche folgender linearer Zusammenhang erfüllt ist.

$$\hat{T}(x) - T^o(x) = \Delta\hat{T}(x) = \sum_{\nu=1}^{m} a_\nu(x)\ \Delta N_\nu \qquad (4.3.)$$

m ist die Anzahl der Spektralintervalle. Die Koeffizienten $a_\nu(x)$ hängen von der ausgewählten Inversionsmethode ab. Wir setzen nun Gleichung (4.2.) in Gleichung (4.3.) ein und nehmen an, daß die Summation mit der Integration vertauschbar ist:

$$\left.\begin{aligned} \Delta\hat{T}(x) &= \int_{x_o}^{x_B} A(x,x')\ \Delta T(x')\ dx' \\ \text{wobei}\quad A(x,x') &= \sum_{\nu=1}^{m} a_\nu(x)\ K_\nu(x') \end{aligned}\right\} \qquad (4.4.)$$

Die berechnete T-Differenz $\Delta\hat{T}(x)$ kann nach Gleichung (4.4.) als ein gewichtetes Mittel über die wahren T-Differenzen betrachtet werden. Die Breite des Gewichts A(x,x') definiert die vertikale Auflösung. Es zeigt sich, daß diese Funktionen A(x,x') nur eine etwas geringere Halbwertsbreite als die entsprechenden Gewichtsfunktionen haben. Damit ist die oben aus physikalischen Überlegungen gewonnene Aussage über die Zahl der zu verwendenden Spektralintervalle mit einer mathematischen Methode bestätigt worden.

4.2. Die CHAHINE'sche Methode

Aus der Klasse der iterativen Methoden zur Lösung der SÜG ist die CHAHINE'sche Methode wegen ihrer einfachen Handhabung und der problemlosen Konvergenz am bekanntesten geworden. Die grundlegende Idee steckt in der Anwendung des Mittelwertsatzes der Integralrechnung auf die SÜG:

$$N_\nu = \int_{x_\infty}^{x_B} B_\nu(T) \frac{\partial \tau_\nu(x)}{\partial x} dx \qquad (4.5.)$$

Nach dem Mittelwertsatz existiert ein x_M im Intervall $[x_B, x_\infty]$, so daß gilt:

$$N_\nu = B_\nu(T(x_M)) \cdot [1 - \tau_\nu(x_B)] \qquad (4.6.)$$

Für ein anderes Temperaturprofil T'(x) kann eine analoge Beziehung aufgestellt werden; dabei ergibt sich im allgemeinen auch ein anderer x_M-Wert, nämlich x_M'. Die Näherung $x_M = x_M'$ führt zu der Gleichung:

$$\frac{N_\nu}{N_\nu'} = \frac{B_\nu(T(x_M))}{B_\nu(T'(x_M))} \qquad (4.7.)$$

Demnach verhalten sich die Strahldichten in einem Spektralintervall etwa wie die zugehörigen Planckschen Funktionen im Niveau x_M. Die beiden Quotienten wären exakt gleich, wenn es sich bei den zugeordneten Gewichtsfunktionen um schmale Rechteckfunktionen im Niveau x_M handeln würde. Aufgrund dieser Erkenntnisse ist es physikalisch sinnvoll, x_M mit dem Niveau gleichzusetzen, in dem die Gewichtsfunktion ihr Maximum erreicht.

Aus der Gleichung (4.7.) leitet CHAHINE (1968, 197o, 1972) unter diesem Gesichtspunkt direkt seine Iterationsgleichung, die sogenannte Relaxationsgleichung, zur Lösung der SÜG ab:

$$\frac{{}^nN_{\nu_i}}{N_{\nu_i}} = \frac{B_{\nu_i}({}^nT(x_i))}{B_{\nu_i}({}^{n+1}T(x_i))}$$

ν_i mittlere Frequenz des i-ten Spektralintervalls

N_{ν_i} gemessene Strahldichte

n Anzahl der Iterationsschritte

${}^{n}N_{\nu_i}$ Strahldichte, die während des n-ten Iterationsschrittes berechnet wird

Unter der Voraussetzung, daß ein Satz von korrigierten Strahldichtewerten (siehe Abschnitt 4.1.) in verschiedenen Spektralintervallen und entsprechend angepaßte Transmissionsfunktionen zur Verfügung stehen, kann der Iterationsprozeß wie folgt ablaufen:

1) Ein beliebiges Temperaturprofil wird für den 1. Iterationsschritt angenommen. Es empfiehlt sich, ein mittleres Profil der entsprechenden geographischen Breite zu verwenden.
2) Mit diesem T-Profil lassen sich aus der SÜG die Strahldichten ${}^{n}N_{\nu_i}$ berechnen.
3) Die Anwendung der Relaxationsgleichung auf alle Spektralintervalle führt zu verbesserten Werten der Planckschen Funktionen $B_{\nu_i}({}^{n+1}T(x_i))$, aus denen die gesuchten Temperaturen ${}^{n+1}T(x_i)$ für die Druckniveaus p_i bestimmt werden.
4) Durch lineare Interpolation zwischen diesen T-Werten ${}^{n+1}T(x_i)$ entsteht ein neues Temperaturprofil.
5) Ein Kriterium für das Abbrechen der Iteration ergibt sich aus der Differenz zwischen den gerechneten und den gemessenen Strahldichten. Der Iterationsprozeß wird beendet, sobald die mittlere quadratische Abweichung $\sqrt{\overline{(N_{\nu_i} - {}^{n}N_{\nu_i})^2}}$ kleiner als der m.q.r. Fehler der gemessenen Strahldichten ist.

CHAHINE (197o) hat an Beispielen gezeigt, daß die Lösung für den Fall simulierter Strahldichten im Rahmen vernünftiger Genauigkeitsgrenzen eindeutig ist. Bei der Benutzung verschiedener isothermer Temperaturprofile von 2oo, 25o und 3oo K am Beginn der Iteration sind die mittleren quadratischen Abweichungen der drei Lösungen voneinander kleiner als o,1 K. Die Stabilität der Lösung ist gewährleistet, solange die Strahldichten nur mit statistischen Fehlern kleiner als 9 %, bzw. einem m.q.r. Fehler kleiner als 6 %, versehen werden.

4.3. Eine neue iterative Methode

Die Relaxationsgleichung von CHAHINE stellt eine sehr einfache und doch wirksame Näherungsgleichung für die iterative Lösung der SÜG dar. Nach einer eingehenden Analyse dieser Methode kann man sich jedoch aus der Entwicklung einer differenzierteren Iterationsgleichung ein vorteilhafteres Inversionsverfahren versprechen. Als Ziel wird eine genauere Anpassung der Lösung an das wahre T-Profil angestrebt.

Zu diesem Zweck soll die Gewichtsfunktion in der Iterationsgleichung nicht durch eine Rechteck- sondern eine Treppenfunktion ersetzt werden. Die Höhe jeder Treppenstufe wird durch die Bedingung festgelegt, daß die Fläche unter dieser Stufe gleich der Fläche unter dem zugehörigen Kurvenstück der Gewichtsfunktion ist (Abb. 4.1.). Jeder Treppenstufe wird eine mittlere Temperatur zugeordnet, welche zusammen mit einem gemittelten x-Wert einen Stützpunkt für das T-Profil definiert. Damit in dem für alle Spektralintervalle entstehenden Gleichungssystem nicht mehr Unbekannte - jeder Stützpunkt entspricht einer Unbekannten - als Gleichungen enthalten sind, müssen wir weitere Bedingungen an die Treppenfunktionen stellen:

1) Die Lage der Treppenstufen wird für alle Gewichtsfunktionen einheitlich festgelegt.
2) Die Zahl der Treppenstufen ist gleich der Zahl der Spektralintervalle.

Damit das Maximum einer Gewichtsfunktion jeweils in den Bereich einer bestimmten Treppenstufe fällt, sollen die Spektralintervalle wie in Abschnitt 4.1. besprochen ausgewählt werden. Allerdings besteht keine Notwendigkeit, daß die G.F. ihr Maximum genau in der Mitte einer Treppenstufe erreicht. In der Abb. 2.1. sind außer den sechs verwendeten G.F. die korrelierten atmosphärischen Schichten eingezeichnet. Im Bereich der Troposphäre und darüber hinaus wurden in bezug auf log p etwa gleich breite Treppenstufen gewählt. Nur der sehr breiten G.F. A wurde die dickere Atmosphärenschicht Nr. 6 zugeordnet.

Ein zusätzliches Kriterium für die Einteilung der Schichten läßt sich aus der graphischen Darstellung der mittleren Profile für die verschiedenen geographischen Breiten ablesen (Abb. 3.2.). Auffällig sind wenige Niveaus in der Atmosphäre, z.B. die Tropopause, in denen sich der T-Gradient stark ändert. Wenn die T-Stützstellen in diesen Niveaus liegen, dann wird die Anpassung vieler verschiedener Radiosondenprofile im Mittel am besten sein. Für den individuellen Fall muß diese Einteilung der Schichten jedoch keineswegs vorteilhaft sein.

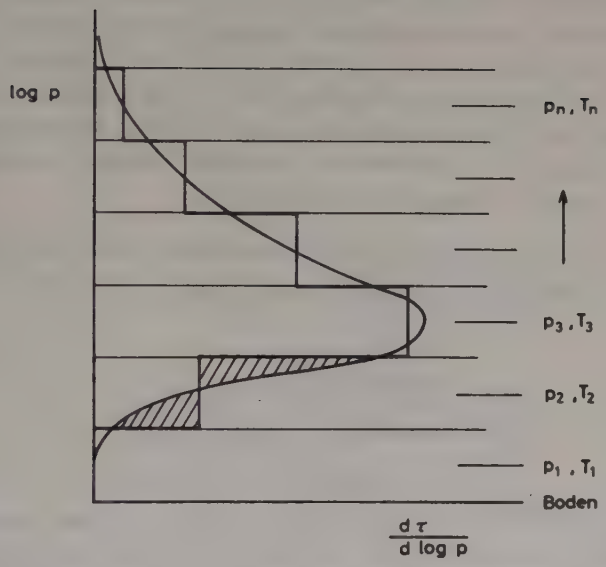


Abb. 4.1.: Anpassung einer Treppenfunktion an eine Gewichtsfunktion

Die obere Randbedingung des T-Profils wurde bereits in Abschnitt (4.1.) festgelegt. Wenn wir nun auch die G.F. A (siehe Abb. 2.1.) durch eine Treppenfunktion ersetzen würden, so müßten wir T-Stützstellen in der Atmosphäre oberhalb 3o Km einführen. Da diese Temperaturen aber nicht aus den vorausgesetzten Strahldichten berechnet werden können, wären wir auf mittlere Werte angewiesen. Damit unsere Lösungsmethode nicht von solchen mittleren T-Werten abhängt, wird für das Spektralintervall A die CHAHINE'sche Relaxationsgleichung beibehalten. Aus den nachfolgenden Überlegungen wird ersichtlich, daß diese Ausnahme sich ohne Probleme in unsere Lösungsmethode einfügen läßt.

Unter diesen Voraussetzungen führt die Verallgemeinerung der Relaxationsgleichung zu unserer neuen Iterationsgleichung:

$$\frac{{}^{n}N_i}{N_i} = \frac{\sum_j B_i({}^{n}T(x_j)) \frac{\partial\, {}^{n}\tau_i}{\partial x}(x_j)\, \Delta x_j}{\sum_j B_i({}^{n+1}T(x_j)) \frac{\partial\, {}^{n}\tau_i}{\partial x}(x_j)\, \Delta x_j} \qquad (4.9.)$$

i Nummer des Frequenzintervalls

j Nummer der Atmosphärenschicht

Die Grenzen der Summenvariablen j sind frequenzabhängig.

Die Plancksche Funktion ist im betrachteten IR-Bereich wesentlich stärker von der Temperatur als von der Frequenz abhängig, so daß eine Trennung der Variablen durchgeführt werden kann. Die gesuchte Plancksche Funktion $B_i({}^{n+1}T_j)$ in Gleichung (4.9.) wird durch ein Produkt ersetzt, welches zwar für sehr unterschiedliche Temperaturen ${}^{n}T_j$ und ${}^{n+1}T_j$ nur eine grobe Näherung darstellt, aber bei konvergentem Verhalten der Iteration mit zunehmender Zahl der Iterationsschritte ein beliebig genauer Ersatz wird.

$$B_i({}^{n+1}T_j) \longrightarrow B_i({}^{n}T_j)\, \frac{B_o({}^{n+1}T_j)}{B_o({}^{n}T_j)} \qquad (4.1o.)$$

wobei $T_j := T(x_j)$

$B_o(T)$ ist die Plancksche Funktion bei einer festen Referenzfrequenz ν_o, welche zentral zu den benutzten Spektralintervallen liegt. Auf dem Weg

zur Bestimmung eines neuen T-Profils gelangen wir zunächst zu einem linearen System von Gleichungen, wenn die Iterationsgleichung (4.9.) für alle i in folgende Form umgeschrieben wird:

$$\left.\begin{aligned} \sum_j a_{ij}\, B_o({}^{n+1}T_j) &= {}^{n}c_i \\ \text{oder} \qquad \mathfrak{A} \cdot \mathfrak{b} &= \mathfrak{c} \end{aligned}\right\} \qquad (4.11.)$$

$$\text{wobei} \quad \mathfrak{A} = (a_{ij}) \; ; \quad a_{ij} = \frac{B_i({}^{n}T_j)}{B_o({}^{n}T_j)} \cdot \frac{\partial\, {}^{n}\tau_i}{\partial x}(x_j)\, \Delta x_j$$

$$ {}^{n}c_i = \frac{N_i}{{}^{n}N_i} \sum_j B_i({}^{n}T_j)\, \frac{\partial\, {}^{n}\tau_i}{\partial x}\, \Delta x_j$$

Das Matrixelement a_{ij} gibt im wesentlichen für das Frequenzintervall i den Flächenanteil der zugehörigen G.F. in der Atmosphärenschicht j an. Die Lösung dieser Matrixgleichung liefert den Vektor $\mathfrak{b}$, dessen Komponenten die gesuchten Planckschen Funktionen für die verschiedenen Atmosphärenschichten sind. Jeder Planckschen Funktion kann schließlich direkt ein T-Wert zugeordnet werden.

Die gegenseitige Überlagerung der G.F. bewirkt, daß die Matrix $\mathfrak{A}$ des linearen Gleichungssystems im allgemeinen nur eine sehr kleine Determinante besitzt. Bei einem schlecht konditionierten Problem dieser Art sind die Ergebnisse bei der Lösung des Gleichungssystems nach einem numerischen Eliminationsverfahren infolge Anhäufung unvermeidlicher Rundungsfehler mehr oder weniger fehlerhaft. Im Hinblick auf die Auswertung experimenteller Daten ist jedoch das Verhalten bei zusätzlich vorhandenen Meßfehlern von größerer Bedeutung. Testrechnungen zeigen, daß bereits geringe m.q.r. Fehler (o,3 %) in den Matrix- und Vektorelementen a_{ij} und c_i zu großen m.q.r. Fehlern im Lösungsvektor (≈8 %) führen können. In einem solchen Fall, d.h. wenn fast alle Matrixelemente a_{ij} ungleich Null sind, führt unser System von Iterationsgleichungen zu einem divergenten Inversionsverfahren. Aus demselben Grund scheiterten die ersten Lösungsversuche der linearisierten SÜG.

Eine bessere Konditionierung des Problems läßt sich nur durch spezielle

Matrizen, deren Diagonale stärker dominiert, erreichen. Um die Matrizen in dieser Hinsicht überprüfen zu können, definieren wir den mathematischen Begriff der Kondition einer Matrix:

$$\text{cond}\,(\mathfrak{A}) = \|\mathfrak{A}\|\,\|\mathfrak{A}^{-1}\| \qquad (4.12.)$$

$\|\mathfrak{A}\|$ Norm der Matrix ; $\mathfrak{A}^{-1}$ Inverse der Matrix

Nur bei kleinem cond ($\mathfrak{A}$) ist unser Gleichungssystem gut konditioniert.

Transmissionspolynome wurden zunächst für sieben Spektralintervalle erzeugt. Bei der Betrachtung der siebenreihigen Matrix des daraus entstehenden Gleichungssystems fiel jedoch auf, daß die Diagonalelemente teilweise kleiner als die benachbarten Komponenten waren. Durch Weglassen eines Spektralintervalls ergab sich eine sechsreihige Matrix, welche diese für unsere Zwecke unerwünschte Eigenschaft nicht mehr aufweist. Nach diesem ersten Schritt mußten wir weiter nach einer Antwort auf folgende Frage suchen: Wie können unter physikalischen Gesichtspunkten Fortschritte in bezug auf die Diagonalisierung der Matrix $\mathfrak{A}$ erzielt werden. Zunächst kommt die Vernachlässigung solcher Stufen der Treppenfunktion infrage, deren Fläche kleiner als 1o % der Gesamtfläche der G.F. ist. Dadurch wird die verallgemeinerte Iterationsgleichung (4.9.) nur geringfügig verändert, denn im Zähler und Nenner des Bruchs auf der rechten Seite der Gleichung wird jeweils nur ein Summand mit kleinem Betrag weggelassen. Für die Matrix $\mathfrak{A}$ bedeutet dies, daß kleine Matrixelemente, welche in unserem Fall ihren Platz relativ weit entfernt von der Diagonale haben, Null gesetzt werden. Die Kondition der Matrix ändert sich durch diese Maßnahme jedoch nur wenig.

Wir kommen deshalb auf die Relaxationsgleichung (Gleichung (4.8.)) von CHAHINE zurück. Wenn diese Iterationsgleichung für das Spektralintervall Nr. r angesetzt wird, so ist in der r-ten Zeile der Matrix $\mathfrak{A}$ nur noch das Diagonalelement a_{rr} ungleich Null. Es wurde bereits dargelegt, daß für i = 6 wegen der oberen Randbedingung des T-Profils sowieso die Relaxationsgleichung benutzt wird. Wird sie nun z.B. auch im Spektralintervall Nr. 4 verwendet, so ergibt sich folgende Form der Matrix:

$$\begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} & o & o & o \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} & o & o & o \\ o & a_{32} & a_{33} & a_{34} & a_{35} & a_{36} \\ o & o & o & a_{44} & o & o \\ o & o & a_{53} & a_{54} & a_{55} & a_{56} \\ o & o & o & o & o & a_{66} \end{pmatrix} := \mathfrak{A}_{46} \qquad (4.13.)$$

Die Indizes der Matrix geben die Spektralintervalle an, in denen die Relaxationsgleichung angesetzt ist. Die Kondition der Matrix $\mathfrak{A}_{46}$ ist im Vergleich zu $\mathfrak{A}_6$ bereits um etwa den Faktor 3 kleiner. Setzen wir die Relaxationsgleichung auch noch für i = 2 an (siehe Gleichung (4.14.)), so nimmt cond ($\mathfrak{A}$) nochmals stark ab.

$$\begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} & o & o & o \\ o & a_{22} & o & o & o & o \\ o & a_{32} & a_{33} & a_{34} & a_{35} & a_{36} \\ o & o & o & a_{44} & o & o \\ o & o & a_{53} & a_{54} & a_{55} & a_{56} \\ o & o & o & o & o & a_{66} \end{pmatrix} := \mathfrak{A}_{246} \qquad (4.14.)$$

$$\text{cond } (\mathfrak{A}_{246}) = o{,}5 \cdot \text{cond } (\mathfrak{A}_{46}) = o{,}17 \cdot \text{cond } (\mathfrak{A}_6)$$

Die Auswahl der Indizes i,j,k bezüglich $\mathfrak{A}_{ijk}$ beeinflußt die Kondition der Matrix nur unwesentlich. Damit ist zunächst das Teilziel erreicht, spezielle Matrizen mit dominierender Diagonale zu finden. Ob Matrizen mit gleicher Kondition auch vergleichbare Ergebnisse bei der Anwendung im Inversionsverfahren erzielen, werden erst die Simulationsrechnungen in Kapitel 5 zeigen.

Der Iterationsprozeß für unsere neue Inversionsmethode zur Bestimmung des T-Profils läuft analog wie bei CHAHINE ab (siehe Abschnitt 4.2.). Nur die Auflösung der Iterationsgleichungen unterscheidet sich maßgeblich. Im nächsten Kapitel werden wir zeigen, daß diese neue iterative Methode bei der Verwendung geeigneter Matrizen, wie z.B. $\mathfrak{A}_{46}$ und $\mathfrak{A}_{246}$, konvergiert.

Unser System von Iterationsgleichungen (siehe Gleichung 4.11.) beinhaltet zwei wichtige Spezialfälle:

1) Wenn die allgemeine Iterationsgleichung in allen Spektralintervallen zu der einfachen Relaxationsgleichung degeneriert, sind wir bei der CHAHINE'schen Methode angelangt. In der Matrix $\mathfrak{A}$ sind nur die Diagonalelemente von Null verschieden.
2) Der andere Extremfall ergibt sich, wenn der Summenindex j über alle Atmosphärenschichten läuft, so daß die Zähler der beiden Brüche auf der linken und rechten Seite in Gleichung (4.9.) identisch sind. Daraus folgt:

$$N_i = \sum_j B_i({}^{n+1}T_j) \frac{\partial^n \tau_i}{\partial x}(x_j) \, \Delta x_j \qquad (4.15.)$$

Nach der Linearisierung der Planckschen Funktionen erhält man eine im Vergleich zu Gleichung (4.11.) modifizierte Matrixgleichung:

$$\mathfrak{n} = \mathfrak{A} \cdot \mathfrak{b} \qquad (4.16.)$$

wobei $\mathfrak{n} = (N_i)$

Gleichung (4.16.) ist mit der linearisierten SÜG identisch, welche den Ausgangspunkt für die inversen Matrix-Methoden darstellt.

5. Simulation eines Experimentes

5.1. Erzeugung der Experimentdaten

Die Leistungsfähigkeit der neuen iterativen Methode wird mit einem simulierten Experiment überprüft. Warum wir zu diesem Zweck vorerst keine reellen Satellitenmessungen benutzen, wird im Abschnitt 6.2. erörtert.

Die Gesichtspunkte, die bei der Auswahl geeigneter Spektralintervalle innerhalb der 15 µm-Bande des Kohlendioxids eine Rolle spielen, wurden bereits im Abschnitt 4.1. dargelegt. Die mittleren Frequenzen der Spektralintervalle sowie die zugehörige Intervallbreite sind in der Abb. 2.1. angegeben. Die Erzeugung der Koeffizienten der Transmissionspolynome ist in Abschnitt 3.2. beschrieben. Von DRAYSON und YOUNG (1967) stammen die Linienparameter der 15 µm-Bande, welche zur Berechnung der tabellierten Transmissionswerte verwendet wurden. Die Liniendaten, welche von McCLATCHEY (1973) neu zusammengestellt worden sind, stimmen nicht völlig mit den genannten überein.

Die simulierten Strahldichten ergeben sich durch numerische Integration der SÜG aus den "wahren" T-Profilen. Neben den mittleren Profilen für verschiedene geographische Breiten (siehe Abb. 3.2.) werden auch Radiosondenprofile eingesetzt. Diese und die als Anfangsprofile verwendeten Isothermen sind in der Abb. 5.1. dargestellt. Bei der Inversion der aus Radiosondenprofilen gewonnenen Strahldichten wird analog zum realistischen Fall bei Beginn der Iteration das mittlere T-Profil der entsprechenden geographischen Breite angenommen.

Zum Test der Inversionsmethode genügt es nicht, lediglich die erzeugten exakten Strahldichten zu invertieren. Die Reaktion auf Meßfehler gehört zur Untersuchung der Leistungsfähigkeit des Verfahrens. Aus diesem Grund haben wir jedem Satz von Strahldichten statistisch verteilte Fehler unterschiedlicher Größe überlagert. Der jeweils mittlere quadratische relative Fehler nimmt dabei folgende Werte an: o,3 %; o,5 %; 1 %; 3 %.

Für das simulierte Experiment wird die Bestimmung der Bodentemperatur nach Gleichung 4.1. überflüssig, wenn wir die Bodentemperatur analog zu den Strahldichten mit angemessenen Fehlern (Größenordnung 1 K) versehen.

Schließlich soll noch die Problematik des numerischen Rechnens angedeutet werden. Infolge unvermeidlicher Rundungsfehler kann die Iteration nicht numerisch stationär werden. Die Iterationswerte pendeln meist mit

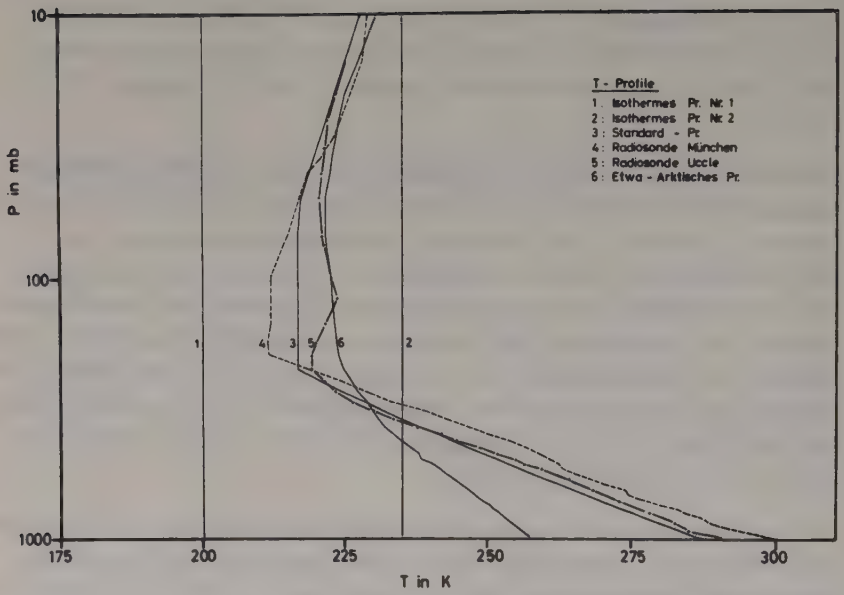


Abb. 5.1.: Darstellung von benutzten Temperaturprofilen

langer Periode um den theoretischen Grenzwert. Eine strenge Konvergenz im CAUCHY'schen Sinne ist demnach nicht gegeben. Es stellt sich die Frage, nach welchem Iterationsschritt das Verfahren abgebrochen werden soll. Dabei ist es von großem Vorteil, wenn der Grenzwert bekannt ist. In unserem Fall können wir die Strahldichten als fehlerhafte Grenzwerte ansehen und das Ende der Iteration von der Differenz der gemessenen und berechneten Strahldichten abhängig machen. Vernünftigerweise wird die Iteration abgebrochen, falls diese Differenzen im Mittel kleiner als der m.q.r. Meßfehler werden.

5.2. Anwendung der neuen Methode auf simulierte Daten

Die mittlere Rechenzeit für die Bestimmung eines T-Profils beträgt ca. 3o sec an der TR 44o des Leibniz-Rechenzentrums in München. Für eine routinemäßige Anwendung des Verfahrens könnte der Rechenaufwand durch eine Programmoptimierung noch verringert werden.

Die mittlere quadratische Abweichung des Lösungsprofils ${}^{n}T$ vom wahren Profil T wird nach Gleichung (5.1.) berechnet.

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{46} \sum_{i=1}^{46} (T(x_i) - {}^{n}T(x_i))^2} \qquad (5.1.)$$

Die Einteilung des interessierenden atmosphärischen Bereichs in 46 Schichten haben wir bereits in Kapitel 3 beschrieben. Es wäre falsch, σ nur aus den Fehlern der sechs T-Stützstellen zu bestimmen. Gleichung (5.1.) ist dem physikalischen Sachverhalt angepaßt, denn die Variationen der ausgerechneten Strahldichten sind eine Folge der Veränderungen des gesamten T-Profils und nicht nur der Variationen der sechs Stützstellen.

Während der ersten Iterationsschritte werden jeweils neue Transmissionswerte - um deren T-Abhängigkeit zu berücksichtigen - aus den Polynomen berechnet. Die benötigte Anzahl von Transmissionskorrekturen hängt vom wahren und vom angenommenen T-Profil ab, denn beide beeinflussen die Dauer des Iterationsprozesses. Sie ist für das Inversionsverfahren keineswegs eine kritische Größe, da sie sich innerhalb gewisser Schranken, welche sich aus den Testrechnungen ergeben, nur in geringem Maße auf die Genauigkeit des Ergebnisses auswirkt.

Zunächst wird die Anpassung der T-Profile unter Verwendung exakter Strahl-

dichten untersucht. Als wahres Profil werden erst das tropische und dann das arktische Profil benutzt, da beide zur Anpassung der Transmissionspolynome dienten und deshalb die m.q.r. Fehler der jeweils berechneten Transmissionswerte minimal werden. Wir beginnen den Iterationsprozeß in beiden Fällen mit isothermen Profilen. In Abb. 5.2. und Abb. 5.3. ist eine in allen atmosphärischen Schichten gleichmäßig gute Anpassung zu erkennen. Die mittlere quadratische Abweichung σ liegt wesentlich unter 1 K. Die Annäherung des berechneten an das wahre Profil wird durch die mit Fehlern behafteten Transmissionswerte, durch die bei der numerischen Integration entstehenden Fehler und durch den Aufbau des berechneten Profils aus wenigen Stützstellen begrenzt. Vergleichsrechnungen zeigen, daß die Interpolation zwischen den Stützstellen $T(x_i)$ am besten mit einer linearen Funktion durchgeführt wird.

Im nächsten Schritt wollen wir die Anpassung an Profile erreichen, welche nicht für die Erzeugung der Koeffizienten der Transmissionspolynome verwendet wurden. Dazu bietet sich das Standard-Profil (siehe Abb. 3.2.) an. Im Vergleich zu den beiden zuerst genannten Fällen ist das Ergebnis für σ etwas schlechter - mindestens teilweise bedingt durch die größeren Fehler in den Transmissionswerten (Abb. 5.4.). Das Gebiet der Tropopause fällt durch die großen T-Abweichungen des berechneten vom wahren Profil auf, welche auf zwei Ursachen beruhen:

1) Ein starker Knick im T-Profil erschwert durchweg die Anpassung.
2) Meßfehler in der Strahldichte, deren zugehörige G.F. etwa in der Tropopause ihr Maximum hat, führen zu besonders großen T-Abweichungen in der zugeordneten Stützstelle des T-Profils.

Gestützt wird die erste Aussage durch das Ergebnis einer Anpassung an ein konstruiertes Profil (das sogenannte Etwa-Standard-Profil), welches dem Standard-Profil benachbart ist. Dieses Temperaturprofil wurde derart synthetisiert, daß keine abrupten Änderungen des T-Gradienten auftreten (Abb. 5.5.). Die mittlere quadratische Abweichung des invertierten vom wahren Profil beträgt nur o,5 K und nimmt damit den bisher kleinsten Wert an. Darüber hinaus treten in keiner Schicht der Atmosphäre relativ große T-Fehler auf.

Schließlich sollen auch aktuelle Radiosondenprofile als wahre Profile benutzt werden. Diese erschweren die Anpassung des berechneten T-Profils, da sie nicht mehr den glatten T-Verlauf der gemittelten Profile aufweisen. Wir beginnen in diesen Fällen die Iteration mit dem mittleren Profil der

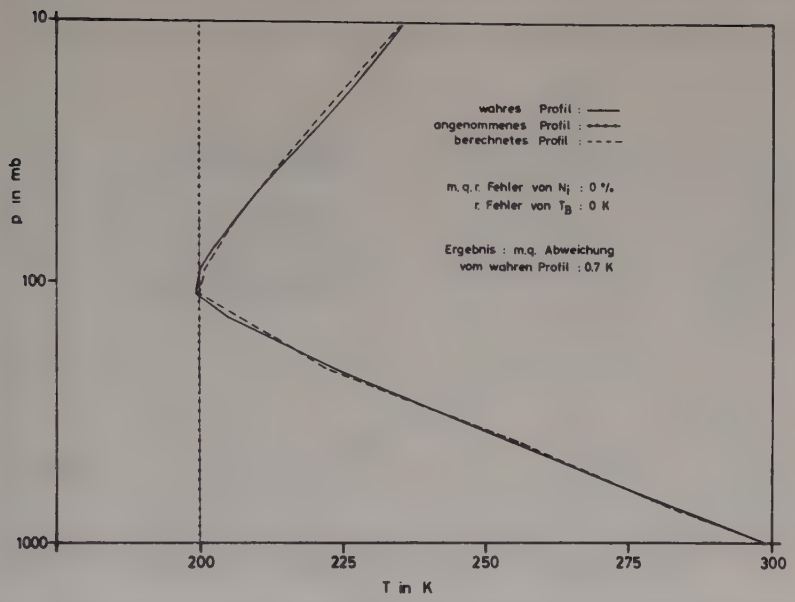


Abb. 5.2.: Inversion simulierter Strahldichten im Fall des tropischen Profils

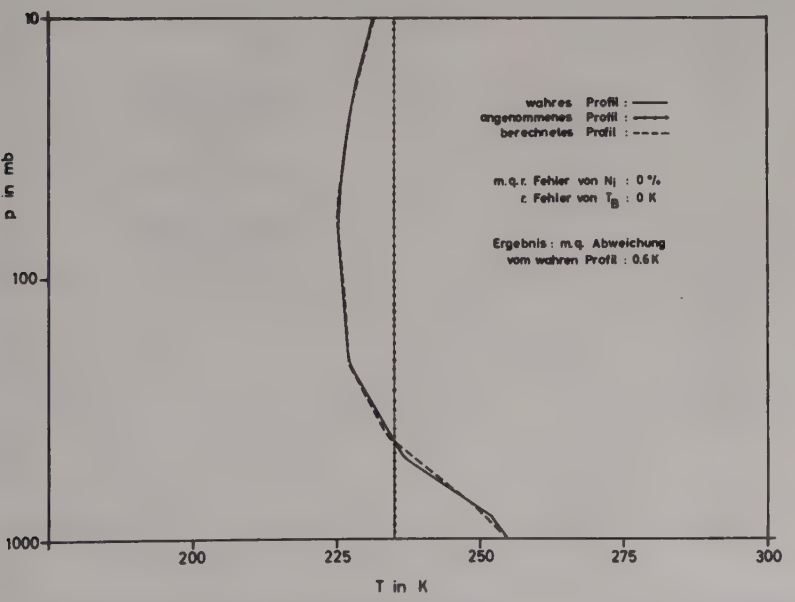


Abb. 5.3.: Inversion simulierter Strahldichten im Fall des arktischen Profils

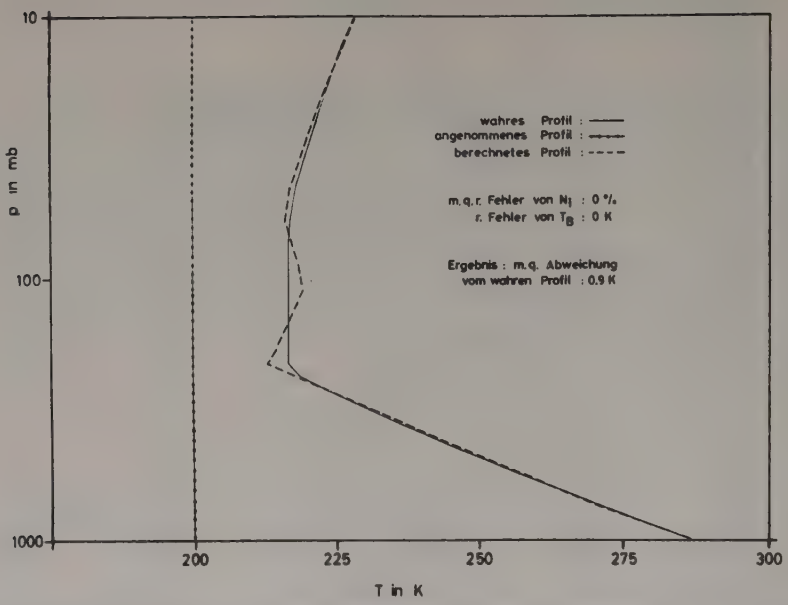


Abb. 5.4.: Inversion simulierter Strahldichten im Fall des Standard-Profils

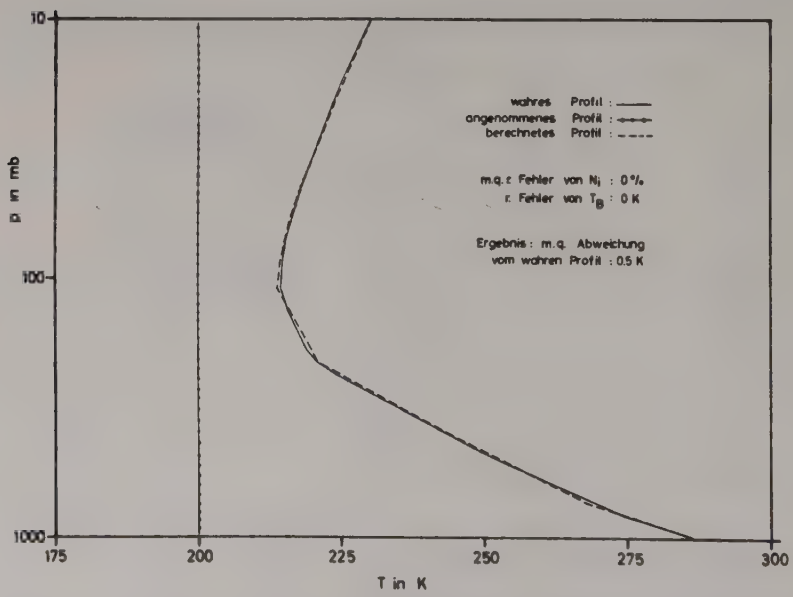


Abb. 5.5.: Inversion simulierter Strahldichten im Fall des Etwa-Standard-Profils

entsprechenden geographischen Breite und simulieren dadurch realistische Beispiele für die Erdatmosphäre. Aufgrund dieser Maßnahme reduziert sich die Anzahl der Iterationsschritte. In Abb. 5.6. handelt es sich um das von einer Radiosonde am 3.9.1973 in München gemessene T-Profil. Trotz des unregelmäßigen Verlaufs des Radiosondenprofils ist das Ergebnis der Inversion zufriedenstellend, obgleich wiederum im Tropopausenniveau T-Differenzen von etwa 3 K auftreten. Ein Beispiel für eine schlechte Anpassung ist in Abb. 5.7. dargestellt. In diesem Radiosondenprofil ändert der T-Gradient innerhalb einer relativ dünnen atmosphärischen Schicht zweimal sein Vorzeichen und die Höhenbereiche von jeweils konkaven bzw. konvexen Kurvenstücken entsprechen der Größenordnung des Abstandes der Stützstellen (UCCLE, Belgien, 2.5.1969). Weiter unten (Abschnitt 5.5.) werden wir allerdings feststellen, daß die CHAHINE'sche Methode in diesem Fall ein noch schlechteres Ergebnis liefert.

Mit diesen Beispielen sollte in erster Linie gezeigt werden, daß die neue Inversionsmethode funktionstüchtig ist. Nun wollen wir nachweisen, daß dieses Verfahren auch aus fehlerhaften Strahldichten brauchbare T-Profile bestimmen kann und damit das wesentliche Kriterium für eine Anwendung in der realen Atmosphäre erfüllt. Mit den zur Zeit vorhandenen technischen Mitteln kann die in der 15 µm-Bande emittierte Strahlung bei einer angemessenen räumlichen Auflösung auf 1 % genau gemessen werden. Bei der Auswertung von Satellitenmessungen ergibt sich nach FLEMING u.a. (1971) für die Bodentemperatur ein mittlerer Fehler von ca. o,5 K. Aufgrund dieser Erfahrungswerte wurden die Mittelwerte der den Strahldichten aufgeprägten statistischen Fehler festgelegt. In den Abbildungen 5.8. bis 5.1o. sind drei Beispiele dargestellt, für die das gemittelte σ bei 1,1 K liegt. Es werden keine großen T-Differenzen in einzelnen Druckschichten beobachtet; aber im Mittel haben die Abweichungen des berechneten T-Profils vom wahren Profil im Vergleich zur Inversion der exakten Strahldichten um etwa o,4 K zugenommen. Für den Radiosondenaufstieg von UCCLE (Abb. 5.11.) erhalten wir auch für fehlerhafte Strahldichten die schlechteste Anpassung (1,8 K); σ ist allerdings nicht größer als bei der Inversion der exakten Strahldichten. Die neue iterative Methode erfüllt demnach das Kriterium für eine Anwendung in der realen Atmosphäre.

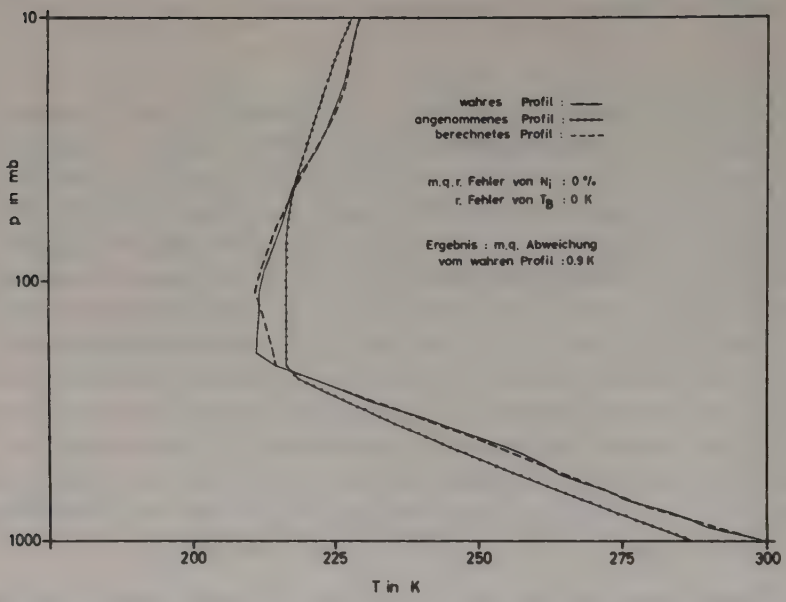


Abb. 5.6.: Inversion simulierter Strahldichten im Fall des Radiosondenprofils von München am 3.9.1973

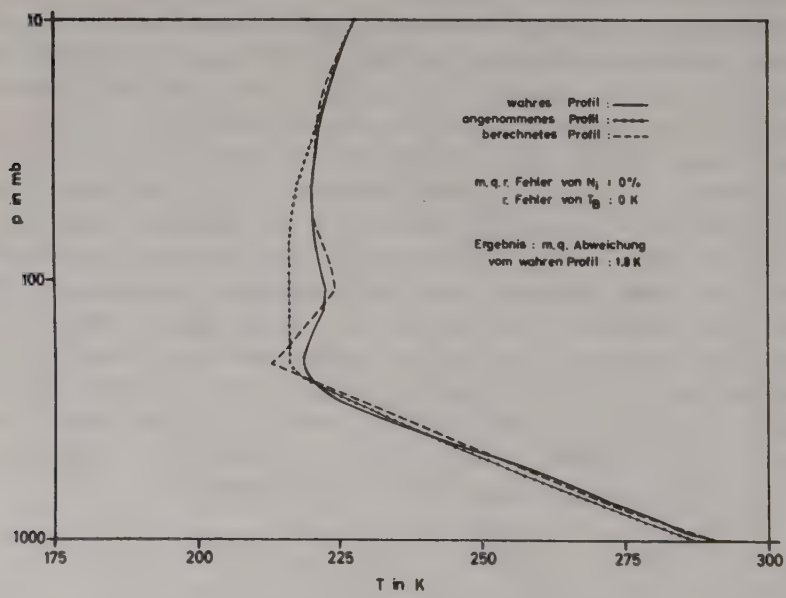


Abb. 5.7.: Inversion simulierter Strahldichten im Fall des Radiosondenprofils von Uccle (Belgien) am 2.5.1969

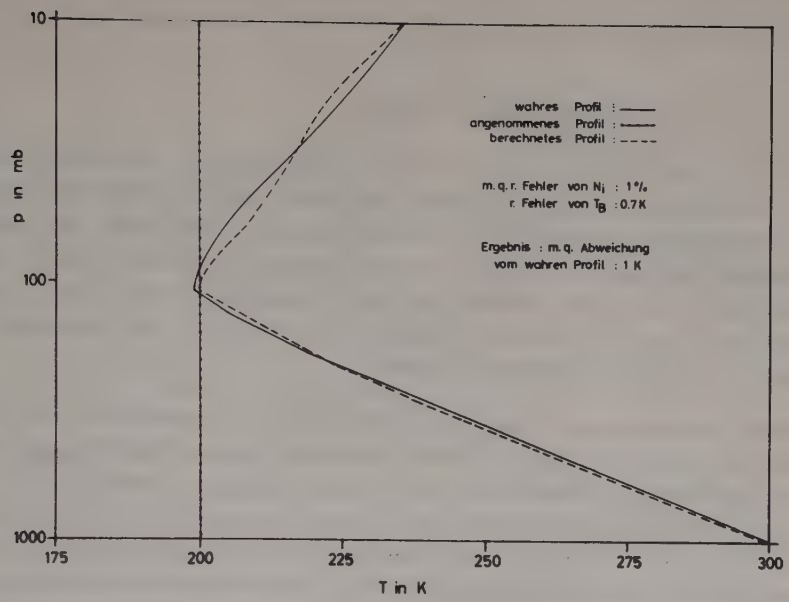


Abb. 5.8.: Inversion simulierter Strahldichten im Fall des tropischen Profils

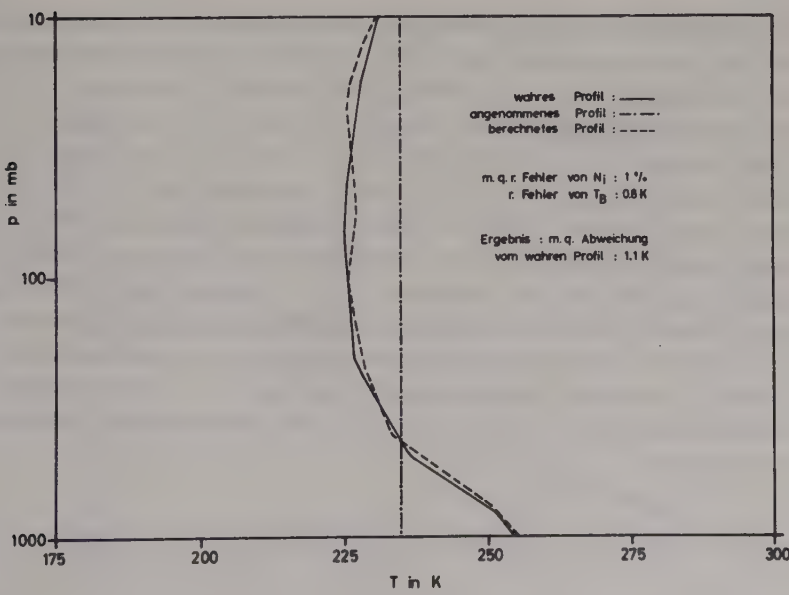


Abb. 5.9.: Inversion simulierter Strahldichten im Fall des arktischen Profils

5.3. Eindeutigkeit der neuen Methode

Ein interessanter Gesichtspunkt ist die Eindeutigkeit des neuen Inversionsverfahrens. Prinzipiell kann jede zu den Gewichtsfunktionen orthogonale Funktion zu den T-Profilen hinzugezählt werden, ohne daß sich die Strahldichten ändern. Außerdem gibt es nur wenig voneinander abweichende T-Profile, welche theoretisch zwar zu kleinen Differenzen in den Strahldichten führen, aber wegen der endlichen Genauigkeit des numerischen Verfahrens nicht mehr aufgelöst werden.

Da mathematisch exakte Angaben in bezug auf die Eindeutigkeit der Inversionsmethoden nicht möglich sind, untersucht man an Hand einiger Beispiele die Abhängigkeit des berechneten T-Profils vom angenommenen Profil. CHAHINE (1970) findet im Hinblick auf seine Methode nur geringe Abweichungen, welche er auf das numerische Verfahren zurückführt (siehe Abschnitt 4.2.). Auch SMITH (1970) behauptet, daß seine iterative Methode im numerischen Sinn eindeutige Ergebnisse liefert. Im allgemeinen läßt sich bei den iterativen Methoden im Gegensatz zu den inversen Matrix-Methoden nur eine geringe Abhängigkeit des berechneten T-Profils vom angenommenen Profil feststellen.

Die Eindeutigkeit unserer neuen Methode untersuchen wir zunächst am Beispiel des tropischen Profils. Die Iteration wird mit drei verschiedenen Anfangsprofilen durchgeführt, deren Auswahl so getroffen ist, daß die mittleren quadratischen Abweichungen vom wahren Profil sich um mehr als eine Größenordnung unterscheiden (Abb. 5.12.). Auf eine graphische Darstellung der berechneten Profile wird verzichtet, da die Werte für σ nur um 0,2 K differieren. Diese kleinen Unterschiede sind wahrscheinlich eine Folge der endlichen Rechengenauigkeit des Verfahrens. Einerseits sind in den drei Fällen verschieden viele Iterationsschritte notwendig und andererseits werden durch das unterschiedliche Konvergenzverhalten die letztlich verwendeten Transmissionswerte ein wenig voneinander abweichen. Die analoge Untersuchung für das arktische Profil liefert dasselbe Ergebnis. Deshalb können wir uns der Aussage der zitierten Autoren anschließen.

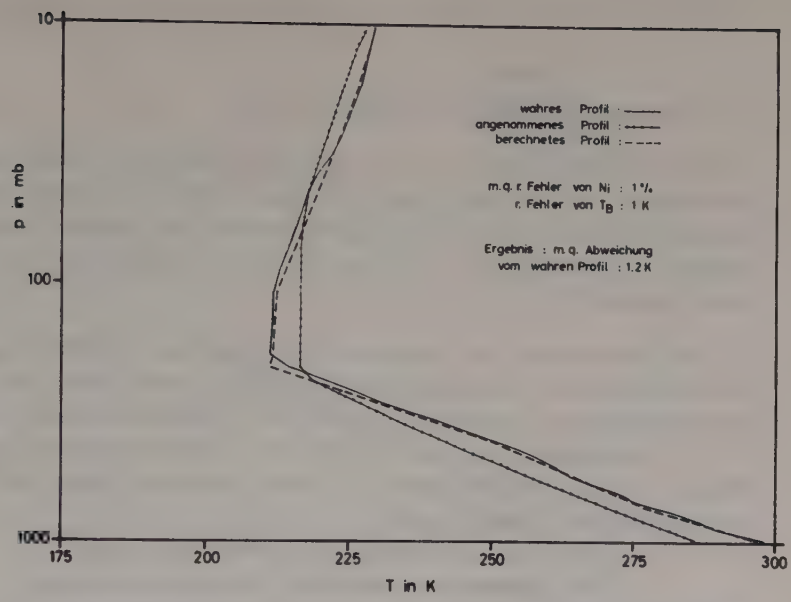


Abb. 5.1o.: Inversion simulierter Strahldichten im Fall des Radiosondenprofils von München am 3.9.1973

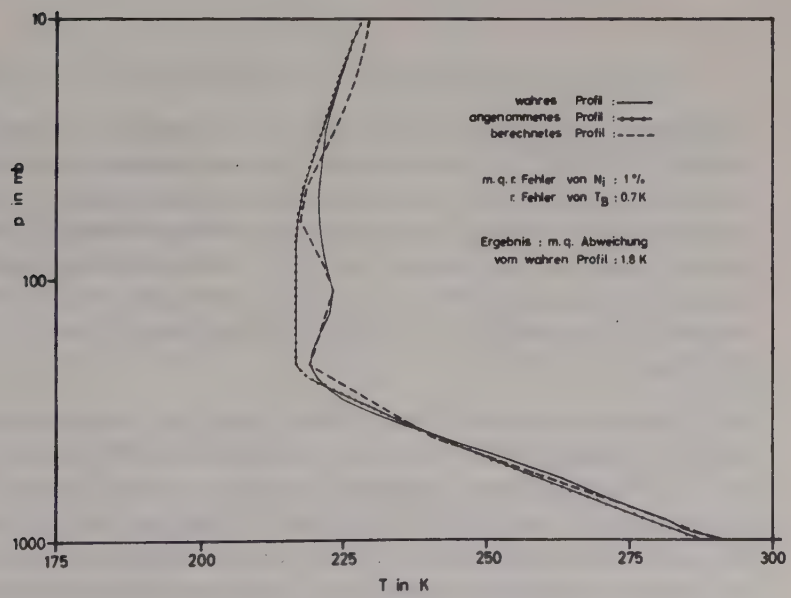


Abb. 5.11.: Inversion simulierter Strahldichten im Fall des Radiosondenprofils von Uccle (Belgien) am 2.5.1969

5.4. Vergleich mit der CHAHINE'schen Methode

Nach den Betrachtungen über die primären Eigenschaften der neuen Inversionsmethode soll nun ein direkter Vergleich mit der CHAHINE'schen Methode angestellt werden. An Hand von Beispielen gelangen wir zu anschaulichen Aussagen, die sich nachträglich als allgemeingültig erweisen werden.

In allen Fällen wird die Iteration jeweils mit der CHAHINE'schen und anschließend mit der neuen iterativen Methode durchgeführt. Für drei Beispiele sind die m.q. Abweichungen für die beiden Verfahren, σ_1 und σ_2, in Abhängigkeit von der Zahl der Iterationsschritte in den Abbildungen 5.13. bis 5.15. dargestellt. Diese Diagramme zeigen deutlich, daß die neuen Iterationsgleichungen

1) im Mittel die Konvergenz beschleunigen und
2) die Anpassung an das wahre T-Profil verbessern.

Außerdem fällt auf, daß die Zahl der Iterationsschritte um so kleiner wird, je näher das angenommene an dem wahren T-Profil liegt. Daß die Gültigkeit dieser Aussage nicht auf wenige Beispiele beschränkt ist, ergibt sich aus der Zusammenfassung der Ergebnisse im nächsten Abschnitt.

5.5. Auswahl geeigneter Matrizen und Zusammenfassung der Ergebnisse

Die bislang gezeigten Ergebnisse haben stillschweigend die Verwendung des Matrixtyps $\mathfrak{A}_{246}$ in unserem neuen Inversionsverfahren vorausgesetzt (siehe Gleichung 4.14.). Nach den Bemerkungen im Kapitel 4 ist jedoch eine Vielzahl von verschiedenen Formen der Matrix $\mathfrak{A}$ denkbar. Die Gesichtspunkte, welche zur Bevorzugung von $\mathfrak{A}_{246}$ führen, sollen jetzt dargelegt werden. Gleichzeitig erfolgt eine übersichtliche Darstellung der Vergleichsrechnungen zwischen der CHAHINE'schen und der neuen Klasse von iterativen Methoden.

Als Ausgangspunkt unserer Betrachtungen dient uns der allgemeinste Matrixtyp $\mathfrak{A}_6$ (vergleiche Kapitel 4). Testrechnungen mit $\mathfrak{A}_6$ zeigen bereits bei der Invertierung exakter Strahldichten starke Instabilitäten. In einzelnen Fällen wird zwar zunächst eine rasche Konvergenz des Verfahrens beobachtet, aber nach Durchlaufen eines Fehlerminimums stellt sich sofort ein extrem divergentes Verhalten ein. Schon für Strahldichten mit m.q.r. Fehlern von o,5 % registrieren wir nur noch schnelle Divergenz des Iterationsverfahrens.

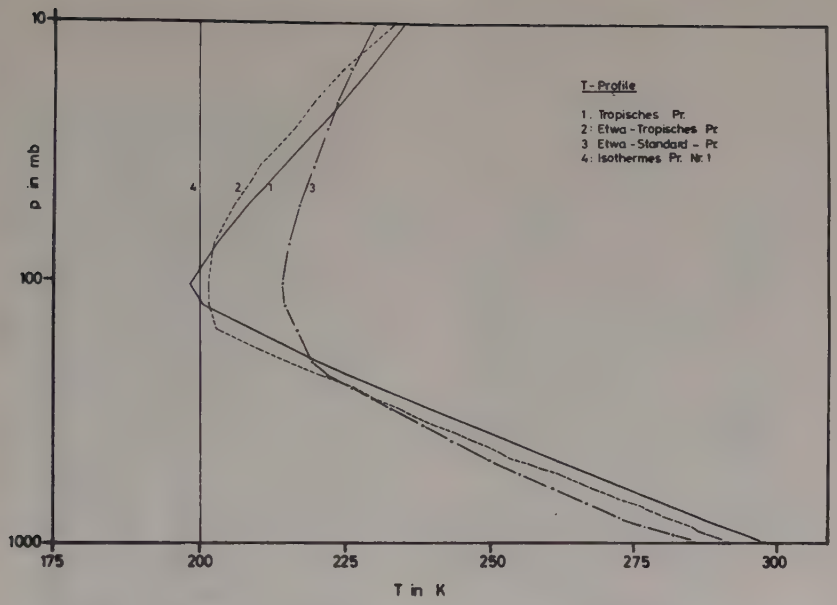
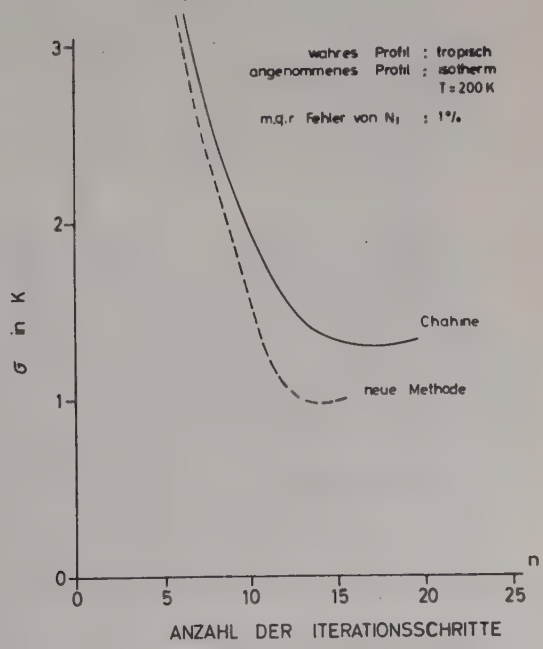


Abb. 5.12.: Profile (Nr. 2-4), die am Beginn der Iteration angenommen werden, zum Nachweis der Eindeutigkeit des neuen Inversionsverfahrens im Fall des tropischen Profils (Nr. 1)

Abb. 5.13.: Vergleich der neuen mit der CHAHINE'schen Methode; σ ist die mittlere quadratische Abweichung des berechneten vom tropischen Profil



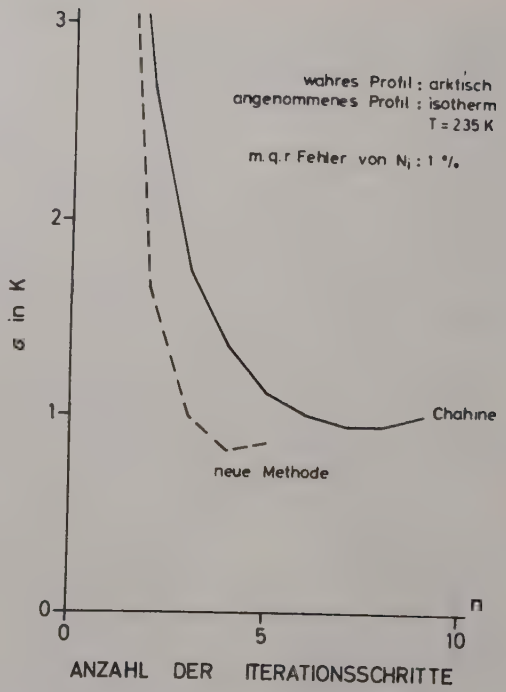


Abb. 5.14.: Vergleich der neuen mit der CHAHINE'schen Methode; σ ist die mittlere quadratische Abweichung des berechneten vom arktischen Profil

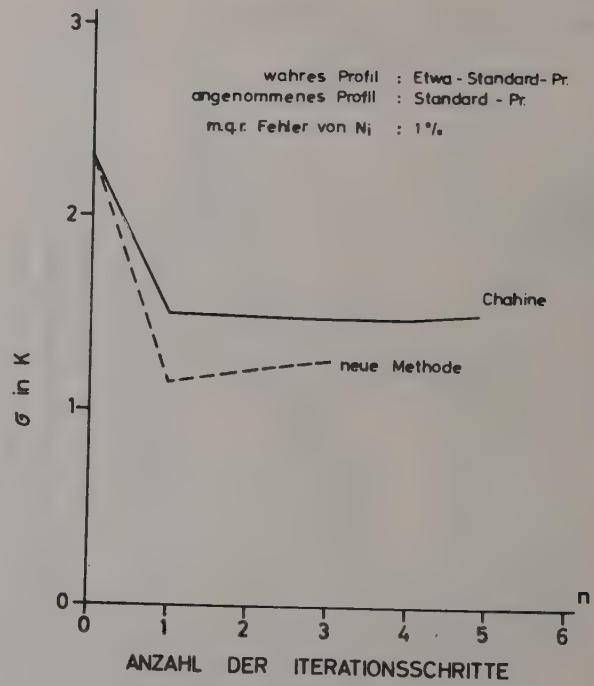


Abb. 5.15.: Vergleich der neuen mit der CHAHINE'schen Methode; σ ist die mittlere quadratische Abweichung des berechneten vom Etwa-Standard-Profil

Daher eignet sich die Matrix $\mathfrak{A}_6$ für unsere Zwecke nicht. Dieses Ergebnis ist im Einklang mit den Feststellungen über die Kondition von $\mathfrak{A}_6$ in Kapitel 4. Die nächste Unterklasse stellen die Matrizen der Form $\mathfrak{A}_{i6}$ dar, wobei der Index i die ganzen Zahlen von 1 bis 5 annehmen kann. Die Matrixtypen $\mathfrak{A}_{16}$ und $\mathfrak{A}_{56}$ werden aus denselben Gründen wie im Fall $\mathfrak{A}_6$ eliminiert. Mit den beiden anderen Möglichkeiten, $\mathfrak{A}_{36}$ und $\mathfrak{A}_{46}$, konvergiert das Verfahren mit exakten Strahldichten rasch und die Profilanpassung wird im Vergleich zur CHAHINE'schen Methode meist wesentlich verbessert. Die Ergebnisse solcher Rechnungen sind in Abb. 5.16. zusammengefaßt. Für verschiedene Beispiele wurden die m.q.r. Fehler der mit der Matrix $\mathfrak{A}_{36}$ bzw. $\mathfrak{A}_{46}$ berechneten T-Profile mit den entsprechenden Werten aus dem CHAHINE'schen Verfahren korreliert. Die prozentuale Differenz der mittleren quadratischen Abweichungen - σ_{Chahine} und $\sigma_{\text{neue Methode}}$ - ist gegen den m.q.r. Fehler der simulierten Strahldichten aufgetragen. Aus der Abb. 5.16. können wir ferner ersehen, daß bereits für mit kleinen Fehlern behafteten Strahldichten die CHAHINE'sche Methode der neuen iterativen Methode bei Verwendung von $\mathfrak{A}_{36}$ bzw. $\mathfrak{A}_{46}$ überlegen sein kann. Eine Ausnahme in bezug auf $\mathfrak{A}_{46}$ bildet die Anpassung des Standard-Profils. Aus Strahldichten, welche mit Fehlern bis zu 1 % versehen sind, erhalten wir mit der neuen Inversionsmethode und der Matrix $\mathfrak{A}_{46}$ sehr genaue T-Profile, deren m.q. Abweichung σ im Vergleich zur CHAHINE'schen Methode um bis zu 5o % reduziert ist. In Abb. 5.17. ist dieser spezielle Fall für exakte Strahldichten dargestellt. Der Knick des T-Profils im Tropopausenniveau wird vom berechneten Profil gut wiedergegeben. Als Vergleich dazu dient Abb. 5.4., in der dasselbe Beispiel für die Inversion mit der Matrix $\mathfrak{A}_{246}$ aufgezeichnet ist. Weiter oben wurde bereits die in diesem Fall nur mäßige Anpassung in der Tropopause erwähnt. Die neue Methode mit $\mathfrak{A}_{246}$ liefert trotzdem noch ein besseres Ergebnis als die CHAHINE'sche Methode (vergleiche dazu Abb. 5.18.).

Zur Abb. 5.16. müssen wir noch zwei Bemerkungen machen. Es ist zweckmäßig, für die Abszisse eine logarithmische Skala zu wählen. Dadurch sind wir jedoch gezwungen, den exakten Strahldichten einen Abszissenwert ungleich Null (z.B. o,1) zuzuordnen. Diese Maßnahme ist im Prinzip gerechtfertigt, da die "exakten" Strahldichten in Wirklichkeit mit kleinen Fehlern behaftet sind (siehe Kapitel 3). Die zweite Bemerkung bezieht sich auf das Abbrechen der Iteration. Unter der Annahme, daß der Meßfehler der Strahldichten bekannt ist, setzt man dem Iterationsprozeß ein Ende, wenn die m.q. Abweichung σ diesen Wert unterschreitet. Bei einer Vorveröffentlichung (FISCHER 1973) wurden noch die Minimalwerte von σ zum Vergleich herangezogen. Die beiden unterschiedlichen Betrachtungs-

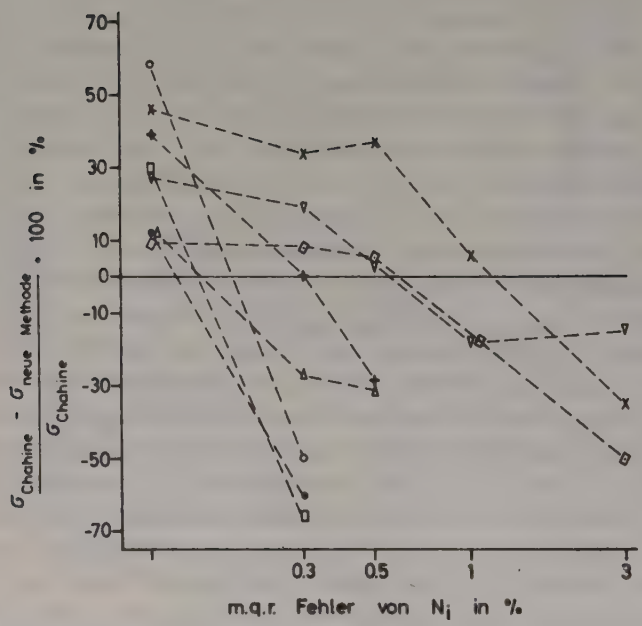


Abb. 5.16.: Vergleich der Genauigkeit der neuen mit der CHAHINE'schen Methode unter Verwendung verschiedener Matrizen in Abhängigkeit vom m.q.r. Fehler der Strahldichten

	wahres Profil	angenommenes Profil	Matrix
o	Tropisches Pr.	isothermes Pr. (T=2oo)	$\mathfrak{A}_{36}$
+	Arktisches Pr.	isothermes Pr. (T=235)	"
x	Standard-Pr.	isothermes Pr. (T=2oo)	$\mathfrak{A}_{46}$
•	Radiosonde München	Standard-Pr.	"
▽	Standard-Pr.	isothermes Pr. (T=2oo)	$\mathfrak{A}_{146}$
△	Radiosonde München	Standard-Pr.	"
◇	Arktisches Pr.	isothermes Pr. (T=235)	"
□	Arktisches Pr.	isothermes Pr. (T=235)	$\mathfrak{A}_{346}$

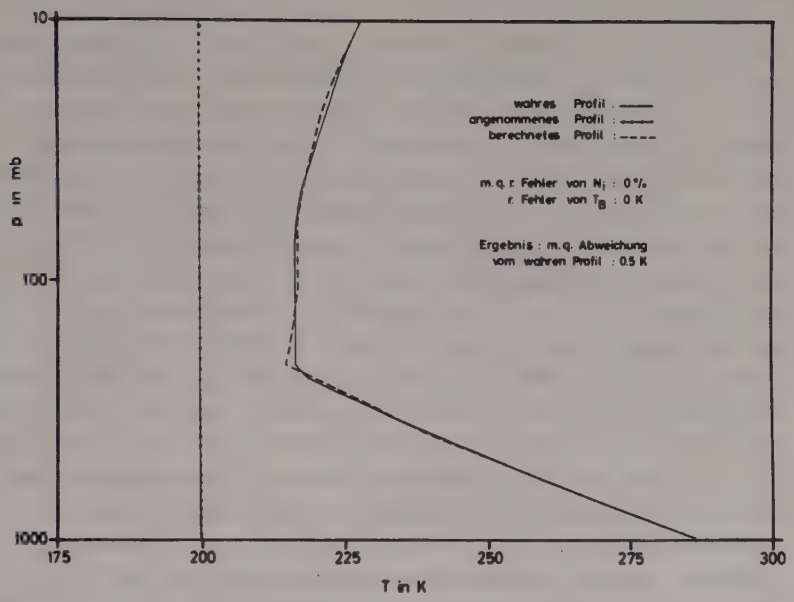


Abb. 5.17.: Inversion simulierter Strahldichten im Fall des Standard-Profils unter Verwendung der Matrix $\mathfrak{A}_{46}$

weisen liefern Ergebnisse, welche in Tendenz und Größenordnung übereinstimmen, aber nicht identisch sind. Für die Inversion von Meßdaten ist nur der jetzt praktizierte Abbruch des Iterationsprozesses ein gangbarer Weg.

Eine weitere Unterklasse von Matrizen wird durch die stärker diagonalisierten Typen $\mathfrak{A}_{ik6}$ gebildet, wobei die Indizes i und k wiederum die Werte von 1 bis 5 annehmen können. Zusätzlich gilt i ungleich k. Die Verwendung der Matrizen $\mathfrak{A}_{ik6}$ bedeutet für das Inversionsverfahren, daß für drei Spektralintervalle die einfache Relaxationsgleichung angesetzt wird, d.h. drei ("feste") T-Stützstellen werden während eines Iterationsschrittes nicht direkt von den anderen Stützpunkten beeinflußt. Die anderen drei T-Stützstellen kann man als "freie" Stützstellen bezeichnen, weil diese jeweils durch eine verallgemeinerte Iterationsgleichung, in welcher der gegenseitige Einfluß benachbarter Stützstellen wirksam wird, erfaßt werden. Den stärksten Stabilisierungseffekt auf das Inversionsverfahren hat aus dieser Teilklasse sicherlich die Matrix $\mathfrak{A}_{246}$, da in diesem Fall die "freien" Stützstellen durch "feste" voneinander getrennt sind. An einer Reihe von Beispielen haben wir die Wirksamkeit des neuen Verfahrens mit dieser Matrix überprüft (siehe Abb. 5.2. bis 5.15.). Sämtliche Rechnungen mit $\mathfrak{A}_{246}$ sind in der Abb. 5.18. zusammengestellt. Nur im Bereich exakter Strahldichten sind die mit der Matrix $\mathfrak{A}_{246}$ erzeugten Ergebnisse im Durchschnitt schlechter als jene mit der Matrix $\mathfrak{A}_{36}$ bzw. $\mathfrak{A}_{46}$ erreichten m.q. Abweichungen. Die gegenteilige Aussage ergibt sich jedoch für den Bereich fehlerhafter Strahldichten. Solange die m.q.r. Fehler der Strahldichten kleiner oder gleich 1 % bleiben, ist die neue Inversionsmethode mit der Matrix $\mathfrak{A}_{246}$ auch der CHAHINE'schen Methode überlegen. Eine aus allen Beispielen durch lineare Mittelung gewonnene Kurve ist ebenfalls in Abb. 5.18. eingetragen (durchgezogene Kurve). Daß andere Matrixtypen dieser Unterklasse, wie z.B. $\mathfrak{A}_{146}$ oder $\mathfrak{A}_{346}$, im Durchschnitt nicht zum gewünschten Erfolg führen, ist der Abb. 5.16. zu entnehmen. Die Ergebnisse sind im Vergleich zur CHAHINE'schen Methode zu unterschiedlich. Allerdings mußte auf eine umfassende Untersuchung verzichtet werden, um den Rechenaufwand in angemessenen Grenzen zu halten.

Aus demselben Grund wurde es unterlassen, Matrizen der Form $\mathfrak{A}_{ikl6}$ bzw. $\mathfrak{A}_{iklm6}$ in bezug auf ihre Wirkung in dem neuen Inversionsverfahren zu untersuchen. Andererseits sind von diesen Matrixtypen auch keine neuen Erkenntnisse zu erwarten, da sie sich bereits zu stark an die CHAHINE'sche Methode anlehnen. Es kann jedoch nicht ausgeschlossen werden, daß der eine oder andere Matrixtyp für eine bestimmt Art von T-Profilen außer-

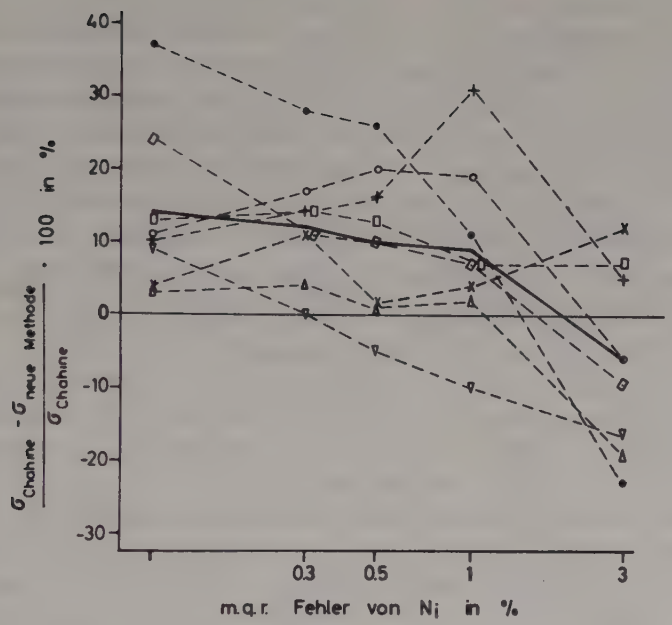


Abb. 5.18.: Vergleich der Genauigkeit der neuen mit der CHAHINE'schen Methode unter Verwendung der Matrix $\mathfrak{A}_{246}$ in Abhängigkeit vom m.q.r. Fehler der Strahldichten

	wahres Profil	angenommenes Profil	Matrix
+	Tropisches Pr.	isothermes Pr. (T=2oo)	$\mathfrak{A}_{246}$
x	Tropisches Pr.	Etwa-Standard-Pr.	"
•	Arktisches Pr.	isothermes Pr. (T=235)	"
◇	Etwa-Arktisches Pr.	Arktisches Pr.	"
□	Standard-Pr.	isothermes Pr. (T=2oo)	"
o	Etwa-Standard-Pr.	Standard-Pr.	"
△	Radiosonde Uccle	Standard-Pr.	"
▽	Radiosonde München	Standard-Pr.	"

gewöhnliche Vorzüge besitzt.

Abschließend müssen wir noch eine Bemerkung zum Iterationsprozeß machen. Die Transmissionspolynome wurden für einen begrenzten Variationsbereich der T-Profile erzeugt. Die beiden isothermen Profile, mit denen das Iterationsverfahren in einem Teil der Fälle begonnen wurde, liegen außerhalb dieses Druck-Temperatur-Gebiets. Deshalb weisen die Transmissionswerte, welche sich aus den Polynomen für diese T-Profile bestimmen lassen, relativ große Fehler auf. Daraus kann sich ein divergentes Verhalten des Verfahrens schon im 1. Iterationsschritt ergeben, wenn eine der Matrizen, die in Abb. 5.16. aufgeführt sind, benutzt wird. Da es sich um keinen prinzipiellen Fehler der Inversionsmethode handelt, wurde in solchen Fällen im 1. Iterationsschritt die Diagonalmatrix von CHAHINE verwendet.

6. Diskussion

6.1. Simulationsrechnungen

Für die heute erzielbare Genauigkeit der Strahlungsmessungen und mit den von uns abgeleiteten Transmissionspolynomen ist die optimale Matrixform in unserem Inversionsverfahren durch $\mathfrak{A}_{246}$ gegeben. Die m.q. Abweichung des berechneten vom wahren T-Profil kann damit im Vergleich zur CHAHINE'schen Methode für Strahldichten mit m.q.r. Fehlern kleiner 1 % durchschnittlich um ca. 11 % reduziert werden (siehe Abb. 5.18.). In Einzelfällen liegt die Verbesserung sogar in der Größenordnung von 3o %.

Durch wesentlich vermehrten Rechenaufwand könnten für verschiedene geographische Breiten jeweils spezielle Transmissionspolynome erzeugt werden, welche die tabellierten Transmissionswerte mit erhöhter Genauigkeit wiedergeben und deshalb die genannte Spanne von 11 % zwischen den beiden Methoden vergrößern würden. Verständlich wird diese Behauptung nach einer eingehenden Analyse der Abb. 5.18. Wenn wir nur die m.q. Abweichungen für solche Fälle, in denen das tropische und das arktische Profil als wahres Profil verwendet wurden, zu einem Vergleich mit der CHAHINE'schen Methode heranziehen, so ergibt sich für die neue iterative Methode im Mittel ein Plus von 16 %. Dieser Effekt sollte zumindest teilweise durch die Tatsache bedingt sein, daß die genannten T-Profile zur Erzeugung der Transmissionspolynome benutzt wurden.

Außerdem läßt sich feststellen: Falls eine Herabsetzung des Meßfehlers der Strahldichten gelingt, nimmt die Überlegenheit der neuen iterativen Methode weiter zu. Es ist auch denkbar, daß durch eine Vielzahl von Simulationsrechnungen für die T-Profile verschiedener geographischer Breiten jeweils zugehörige spezielle Matrixformen gefunden werden, welche für optimale Ergebnisse sorgen. Ein Hinweis für diese Vermutung ist die Anpassung des Standard-Profils unter Verwendung der Matrix $\mathfrak{A}_{46}$ (vergleiche Abb. 5.16.). Die m.q. Abweichung σ reduziert sich im Vergleich zur CHAHINE'schen Methode in diesem Fall für Strahldichten mit m.q.r. Fehlern kleiner o,5 % um fast 4o %.

In seinen Veröffentlichungen gibt CHAHINE (1968, 197o) im Durchschnitt relativ kleine Werte für die m.q. Abweichung σ an. Dies liegt wahrscheinlich an den geschickt ausgewählten T-Profilen, bei denen sich der T-Gradient sogar in der Tropopause nur langsam ändert. Vergleichbar sind diese T-Profile nur mit unserem Etwa-Standard-Profil. Da CHAHINE außerdem andere Transmissionsfunktionen benutzt, sind quantitative Vergleiche mit den

Ergebnissen in seinen Publikationen nicht möglich.

Der Anwendungsbereich der neuen iterativen Methode ist gegenüber dem der CHAHINE'schen Methode eingeschränkt. Die genauere Anpassung der T-Profile ist mit einer größeren Instabilität unseres Inversionsverfahrens gekoppelt, so daß an die in den Iterationsprozeß eingehenden Daten gewisse Bedingungen gestellt werden müssen. Erstens soll der m.q.r. Fehler der gemessenen Strahldichten nicht größer als 1 % und zweitens muß die Zusammensetzung der Atmosphäre hinreichend genau bekannt sein, damit die Transmissionswerte nicht mit zu großen Fehlern behaftet sind. Für Messungen in der Erdatmosphäre sind selbstverständlich beide Bedingungen erfüllbar. Bei einer Anwendung des Inversionsprinzips auf eine Planetenatmosphäre scheint sich die CHAHINE'sche Methode aufgrund der zuletzt genannten Bedingung besser zu eignen als unser Verfahren. Wegen ihrer Empfindlichkeit gegenüber fehlerhaften Daten könnte die neue iterative Methode jedoch als Analysator für die Größe der Fehler benutzt werden. Um diese Aussage verstehen zu können, gehen wir von der Annahme aus, daß das CHAHINE'sche Verfahren für einen bestimmten Satz von gemessenen Strahldichten ein plausibles T-Profil erzeugt. Vergleichsweise kann nun die neue iterative Methode mit verschiedenen Matrixtypen auf dieselben Meßwerte angewandt werden. Dabei beginnen wir mit einer Matrix $\mathfrak{A}_{iklm6}$ und fahren mit Matrizen fort, bei denen jeweils ein weiterer Index fehlt. Sobald nun das neue Inversionsverfahren ein stark abweichendes T-Profil liefert, könnte man aus dem verwendeten Matrixtyp den Fehler der Transmissionswerte abschätzen, falls der Meßfehler der Strahldichten bekannt ist.

Die neue iterative Methode ist nicht nur zur Bestimmung des T-Profils verwendbar, sondern kann prinzipiell auch zur Ableitung eines Massenprofils benutzt werden. Für unsere Simulationsrechnungen haben wir einfach zusammenhängende Spektralintervalle, z.B. die eines Filterradiometers, zugrunde gelegt. Betrachtet man dagegen die Gewichtsfunktionen für die Spektralintervalle eines Korrelationsradiometers (ABEL, HOUGHTON 197o), die sich aus vielen sehr schmalen Frequenzabschnitten zusammensetzen, so läßt sich feststellen, daß die zugehörigen Halbwertsbreiten im Gebiet der Stratosphäre wesentlich kleiner sind. Diese schmaleren Gewichtsfunktionen wären von Vorteil für unsere Inversionsmethode, da sie eine stärkere Diagonalisierung der Matrizen zur Folge hätten.

Bei den inversen Matrix-Methoden werden keine absoluten Strahldichten und keine absoluten Planckschen Funktionen, sondern Differenzen zu den

entsprechenden Werten eines mittleren T-Profils $\overline{T}$ verwendet. Wir haben untersucht, ob eine entsprechende Änderung unseres Gleichungssystems sich positiv auf das neue Inversionsverfahren auswirkt. "Gleichung" (4.1o.) wurde ersetzt durch:

$$B_i({}^{n+1}T_j) - B_i(\overline{T}_j) \longrightarrow \frac{B_i({}^{n}T_j) - B_i(\overline{T}_j)}{B_o({}^{n}T_j) - B_o(\overline{T}_j)} \left\{ B_o({}^{n+1}T_j) - B_o(\overline{T}_j) \right\} \qquad (6.1.)$$

Es zeigt sich, daß nur äußerst geringe Unterschiede in bezug auf die m.q. Abweichungen σ auftreten. Da die Differenzengleichungen bei der Anwendung auf die T-Profile verschiedener geographischer Breiten jeweils auf ein anderes mittleres T-Profil bezogen werden müssen, sind wir zu den Iterationsgleichungen mit den absoluten Größen wegen des geringeren Rechen- und Arbeitsaufwandes zurückgekehrt.

6.2. Vergleich mit anderen Methoden

Bereits in der Einleitung haben wir eine grobe Einteilung der Inversionsmethoden in zwei Klassen vorgenommen: Inverse Matrix-Methoden und iterative Methoden. Die weitere Aufspaltung dieser beiden Klassen in die bislang wichtigen Verfahren wurde in Kapitel 2 dargelegt: Statistische Methode, Minimum-Informationslösung sowie nichtlineare Methode und iterative Methode nach SMITH. Zu dieser Gliederung wollen wir noch zwei ergänzende Bemerkungen machen. In die zwei definierten Klassen läßt sich die kaum genannte Methode der kleinsten Quadrate (BARNETT, 1969) nicht einordnen. Diese wurde wahrscheinlich wegen der relativ schlechten Testergebnisse nie zur Auswertung von Meßdaten eingesetzt. Außerdem haben verschiedene Autoren (YAMAMOTO (1961), KING (1964), RODGERS (1965) u.s.w.) früher zur Lösung der SÜG die Plancksche Funktion in Orthogonalfunktionen - z.B. Legendre - Polynome, Chebyschev - Polynome, trigonometrische Funktionen, empirische Funktionen - entwickelt. Ohne Berücksichtigung statistischer Informationen hat aber eine Funktionenreihe mit nur wenigen Gliedern eine willkürliche Einengung der Variationsmöglichkeiten des T-Profils zur Folge. Ein Verfahren, bei dem die Auswahl der Orthogonalfunktionen an Hand von statistischem Datenmaterial durchgeführt wird, ist andererseits nur als ein Vorläufer der besseren statistischen Methode einzustufen.

In das Schema der als wichtig klassifizierten Methoden soll nun die neue verallgemeinerte iterative Methode eingeordnet werden. Eine graphische Darstellung veranschaulicht das Ergebnis (Abb. 6.1.). Die neue Methode gehört sicherlich zu der Klasse der iterativen Methoden. Außerdem wurde bereits in Kapitel 4 gezeigt, daß die nichtlineare Methode als Spezialfall in der neuen Methode enthalten ist. Der andere Extremfall der verallgemeinerten Iterationsgleichung führt zur linearisierten SÜG, welche den Ausgangspunkt für die inversen Matrix-Methoden darstellt. Das neue Inversionsverfahren schlägt demnach eine Brücke zwischen der nichtlinearen und den inversen Matrix-Methoden. Bereits 1971 wurde aus der Minimum - Informationslösung eine verbesserte iterative Version (FLEMING, 1971) entwickelt, welche nicht mehr nur einer der beiden Klassen von Inversionsmethoden zugeordnet werden kann. Die neue iterative Methode trägt demnach zur Auflösung der Klasseneinteilung und zum Verständnis der Zusammenhänge zwischen den Inversionsmethoden bei.

Ein umfassender Vergleich des neuen Verfahrens mit der CHAHINE'schen Methode ist bereits durchgeführt worden. Nun soll versucht werden, die Gegenüberstellung auf die anderen Inversionsverfahren auszudehnen. SMITH (1969) hat mit der statistischen Methode SIRS-Daten des NIMBUS III-Satelliten ausgewertet, aus denen wir zwei wolkenlose Fälle ausgewählt haben. Aus den zugehörigen Radiosondenprofilen wurden simulierte Strahldichten berechnet und mit statistischen Fehlern von durchschnittlich 1 % versehen. Diese mit Fehlern behafteten Strahldichten haben wir mit der neuen iterativen Methode invertiert. Es wird im nächsten Abschnitt erörtert, weshalb zu diesem Zweck nicht die erwähnten Meßdaten verwendet wurden. Im Mittel ist die Abweichung unserer T-Profile von den Radiosondenprofilen im Vergleich zu den Ergebnissen von SMITH kleiner (siehe Abb. 6.2. und 6.3.). Diese Aussage ist verständlich, da wir durch die Simulation der Strahldichten die Transmissionswerte mit hoher Genauigkeit kennen (vergleiche Abschnitt 3.2.), während bei SMITH die Transmissionen durch die reale Atmosphäre sicher mit größeren Fehlern behaftet sind. Die großen Abweichungen unseres T-Profils oberhalb der Tropopause im Fall Kingston (Abb. 6.3.) werden teilweise durch die Schichteinteilung der Atmosphäre (siehe Abschnitt 3.2.) verursacht. In diesem Bereich der Atmosphäre sind die Schichten in bezug auf log p dicker als in der Troposphäre, so daß das zackige Radiosondenprofil bereits für die Berechnung der simulierten Strahldichten nicht genau genug erfaßt wird. Die Feinstruktur der Tropopause wird durch die T-Profile von SMITH besser wiedergegeben. Diese höhere vertikale Auflösung kann man jedoch nicht

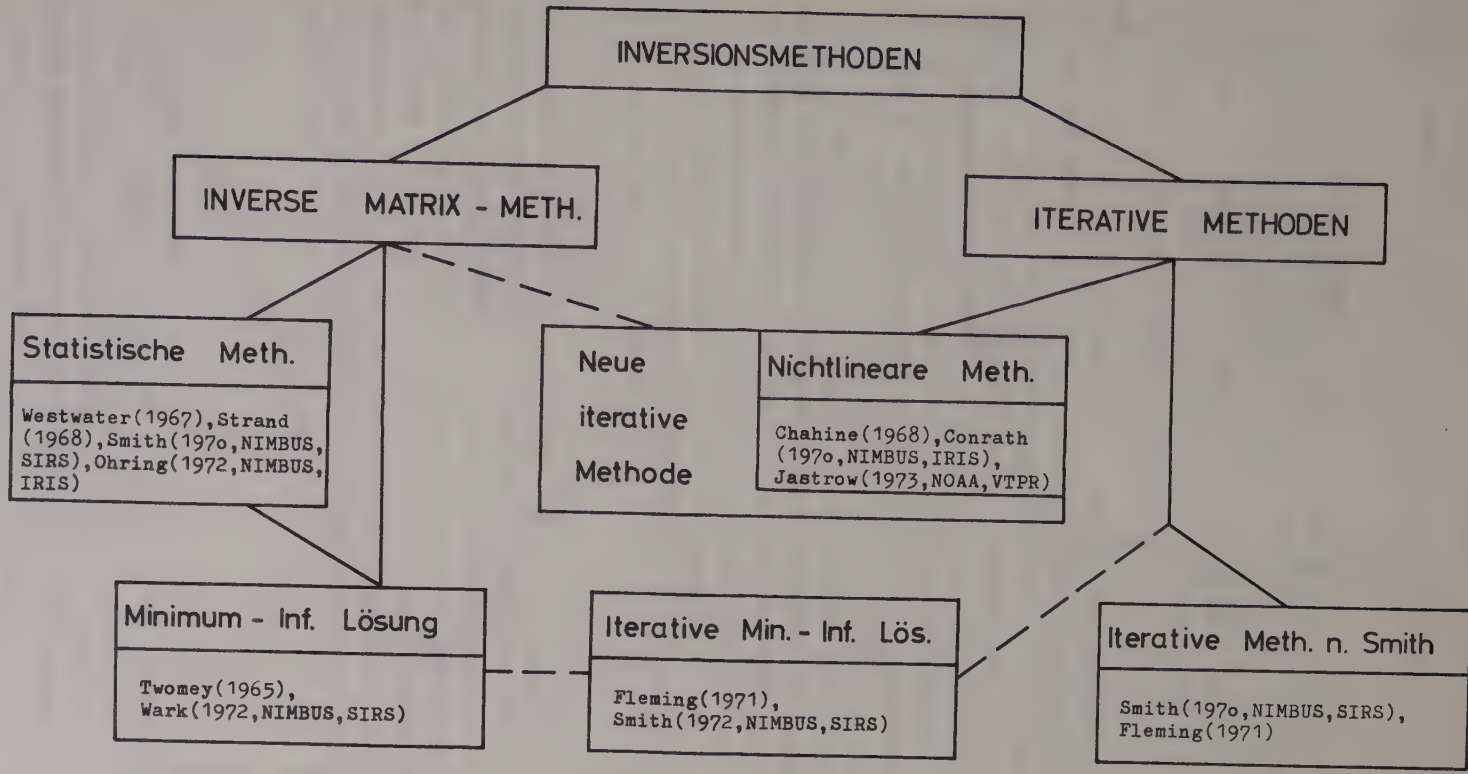


Abb. 6.1.: Graphische Darstellung der Inversionsmethoden
Die Minimum-Informationslösung wurde vor der Statistischen Methode publiziert;sie kann jedoch unter bestimmten Voraussetzungen auch aus der Statistischen Methode abgeleitet werden. Die gestrichelten Linien zeigen die zwischen den beiden Klassen von Inversionsmethoden entstandenen Verbindungen an.

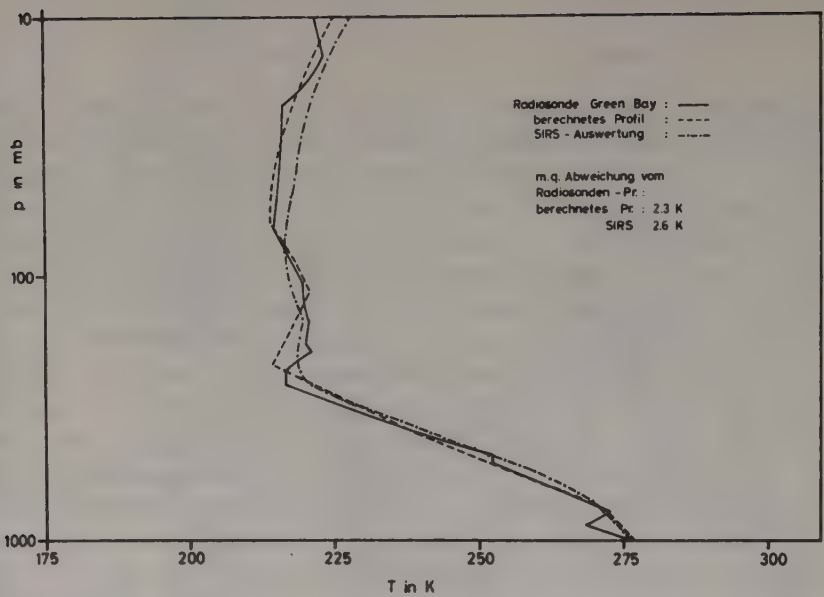


Abb. 6.2.: Gegenüberstellung der Ergebnisse der statistischen Methode (— • —) und der neuen iterativen Methode (— — —) im Beispiel Green Bay

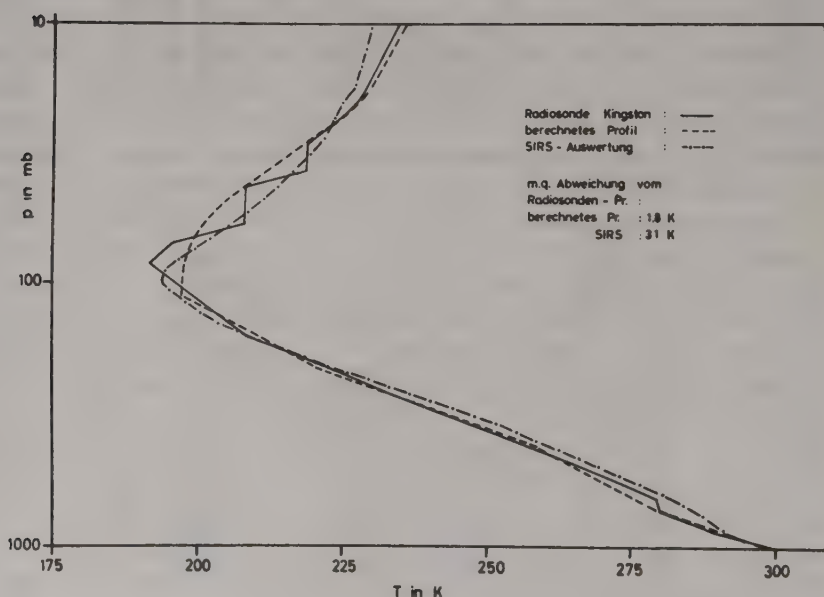


Abb. 6.3.: Gegenüberstellung der Ergebnisse der statistischen Methode (— • —) und der neuen iterativen Methode (— — —) im Beispiel Kingston

allein aus dem Informationsgehalt der Strahldichten bekommen. Statistisches Datenmaterial - wahrscheinlich sogar von den vorhergehenden Tagen - ist dazu notwendig. Ein umfassender qualitativer Vergleich der beiden Methoden ist wegen der unterschiedlichen Voraussetzungen nicht möglich. Aus demselben Grund können auch die Ergebnisse in den Publikationen verschiedener Autoren nicht gegenübergestellt werden.

Eine Analyse mehrerer Methoden unter denselben Voraussetzungen haben bisher nur FLEMING und SMITH (1971, private Mitt.) durchgeführt. Doch trotz der gleichen Voraussetzungen für alle Methoden betonen die Autoren, daß keine absoluten qualitativen Aussagen möglich sind, da diese wiederum von den gewählten Voraussetzungen abhängen. FLEMING und SMITH beschränken sich in dieser Studie z.B. auf Gebiete der Erdatmosphäre, in denen ausreichend viele statistische Daten gesammelt wurden. Aus dieser Untersuchung können folgende Schlüsse gezogen werden: Die Vorteile der neuen Methode beruhen auf der einfachen Handhabung und den geringen Anforderungen in bezug auf die Speicherkapazität des Computers und die benötigte Rechenzeit. Ein Vergleich der Genauigkeit der Anpassung an die wahren T-Profile fällt schwer. Die CHAHINE'sche Methode liefert bei den Simulationsrechnungen in dieser Studie im Mittel die schlechteste Anpassung. Unsere iterative Methode gewährleistet jedoch ein besseres Ergebnis, wenn die m.q.r. Fehler der Strahldichten die 1 % - Grenze nicht überschreiten.

Zusammenfassend können wir feststellen, daß die Leistungsfähigkeit der verschiedenen Verfahren nicht zuletzt von den gewählten Voraussetzungen abhängt. Ohne weitere umfassende Vergleichsrechnungen kann keine qualitative Reihenfolge aufgestellt werden. Es bestehen sogar berechtigte Zweifel, ob eine solche Klassifizierung sinnvoll ist. Vielmehr ist es wahrscheinlich, daß in ein paar Jahren jeweils das Verfahren, welches für die Lösung des bestehenden Problems am geeignetsten erscheint, ausgewählt wird.

6.3. Auswertung reeller Satellitendaten

Der Entschluß, für diese Arbeit nur simulierte Strahldichten zu invertieren, ergab sich aus einer Analyse der Faktoren, welche bei der Verwendung reeller Satellitendaten berücksichtigt werden müssen.

Das Meßinstrument kann das Strahlungsfeld in der Atmosphäre nur mit endlicher Genauigkeit erfassen. Dabei wird die auf das optische System fallende Strahlung innerhalb des Meßinstrumentes gerätespezifisch modifiziert. Für eine Auswertung der gemessenen Strahldichten müssen zunächst die systematischen Fehler der Daten eliminiert werden. Je nach Gerätetyp muß eine Korrektur bezüglich des endlichen Öffnungswinkels vorgenommen werden. Außerdem gehört zu den Meßwerten eine genaue Angabe der spezifischen Gerätefunktion. Ohne näheren Kontakt zu den Experimentatoren ist die Verwendung gemessener Daten sehr problematisch. Zu den Strahldichten des IRIS-Instruments (HANEL, 1969) wurden z.B. längere Zeit um 1 cm^{-1} verschobene Spektralintervalle angegeben. Ein neues Inversionsverfahren kann mit solchen Meßwerten keinesfalls getestet werden.

Bevor die in dieser Hinsicht korrigierten Strahldichten mit einem Inversionsverfahren interpretiert werden können, müssen zunächst die Einflüsse der realen Atmosphäre auf diese Meßwerte eliminiert werden. Eine Liste der infrage kommenden Faktoren kann folgendermaßen aussehen:

1) Wolken
2) Aerosol
3) Boden, untere Randbedingung der Atmosphäre
4) Spurengase, z.B. Wasserdampf und Ozon

In der Einleitung wurde bereits auf das Problem wolkenbedeckter Gebiete hingewiesen. Für die damit verbundene Korrektur der Strahldichten sind inzwischen leistungsfähige Methoden entwickelt worden (SMITH (1970,1973), RODGERS (1970). Die Einflüsse mehrschichtiger Wolkenfelder oder hochliegender dünner Cirren sind allerdings nach wie vor schwer zu eliminieren. Ähnliche Schwierigkeiten bei der Interpretation der Strahldichten verursachen Aerosolschichten in der Atmosphäre. Als dritten Faktor haben wir den Boden, die untere Randbedingung der Atmosphäre, angeführt. Während die Höhe der Erdoberfläche über dem Meeresspiegel noch relativ einfach berücksichtigt werden kann, macht die Unstetigkeit des Temperaturprofils im Bodenniveau größere Schwierigkeiten. Außerdem muß das von der Bodenart abhängige mittlere Emissionsvermögen zur Berechnung des Bodenterms in der SÜG bekannt sein (vergleiche Abschnitt 4.1.). Schließlich werden die gemessenen Strahldichten auch durch die Wasserdampfverteilung und den Ozongehalt in der Atmosphäre beeinflußt (siehe Einleitung).

Erst wenn alle aufgezählten Korrekturfaktoren berücksichtigt worden sind, kann die Auswertung der Daten mit einem Inversionsverfahren beginnen. Zur Beurteilung des berechneten T-Profils fehlt uns dann immer noch das wahre

T-Profil. Für diesen Vergleich können meist nur Radiosondenprofile herangezogen werden, die selbst bereits in der Troposphäre m.q.r. Meßfehler von etwa 1 K aufweisen. In der Stratosphäre nimmt die Ungenauigkeit der Radiosondenmessungen mit wachsender Höhe sogar noch zu. Ein weiteres Problem, das mit dem Vergleich des aus Strahldichten bestimmten T-Profils mit dem Radiosondenprofil verbunden ist, ergibt sich aus den räumlichen und zeitlichen Unterschieden der beiden Beobachtungen. NICHOLAS (1973) hat deshalb ein Verfahren entwickelt, T-Profile aus NIMBUS-Daten an beliebigen Orten zwischen den Subsatellitenbahnen abzuleiten. Die Vielzahl der Probleme, die bei der Auswertung reeller Satellitenmessungen auftreten, macht deutlich, wieviel zusätzliche Information neben den Strahldichtemessungen erforderlich ist, um brauchbare T-Profile zu bestimmen. Die Unvollständigkeit der uns zur Verfügung stehenden Daten hat uns - ganz abgesehen von dem kostspieligen Rechenaufwand - veranlaßt, vorläufig nur simulierte Strahldichten zu invertieren.

Abschließend sollen die gewünschte und die bislang erreichbare Genauigkeit der aus gemessenen Strahldichten gewonnenen T-Profile gegenübergestellt werden. Die Anforderungen wurden für das "Global Atmospheric Research Programme (GARP)" definiert: Die m.q. Abweichung des berechneten vom wahren T-Profil soll nicht größer als 1 K sein. Verschiedene Autoren haben in den letzten Jahren Angaben über die erzielte Genauigkeit bei der Auswertung von Satellitendaten gemacht. SMITH (197o, 1973) und OHRING (1972) stellen übereinstimmend fest, daß die m.q.r. Fehler der berechneten T-Profile bei ca. 2 K liegen. JOSEPH (1972) hat als erster die CHAHINE'sche Methode auf NIMBUS-Daten angewendet; die m.q. Abweichungen betragen jedoch im Durchschnitt 3,5 K. Es wird vermutet, daß JOSEPH relativ ungenaue Transmissionsfunktionen benutzt hat. Inzwischen konnte nämlich JASTROW (1973) zeigen, daß die Auswertung von Meßdaten mit der CHAHINE'schen Methode auch zu einem m.q.r. Fehler von nur etwa 2 K in den T-Profilen führt. Im Gegensatz dazu liefert die Inversion simulierter Strahldichten mit m.q.r. Fehlern von 1 % T-Profile, welche die Bedingung des GARP fast erfüllen. Diese Diskrepanz in bezug auf die Genauigkeit der T-Profile, je nachdem ob simulierte Strahldichten oder gemessene Strahldichten invertiert werden, muß durch die genannten notwendigen Korrekturverfahren für die Meßdaten entstehen.

6.4. Ausblick

Wenn das für GARP gesetzte Ziel in bezug auf die Genauigkeit der T-Profile erreicht werden soll, muß die Forschung auf dem Gebiet der indirekten Sondierung intensiviert werden.

In erster Linie muß die Weiterentwicklung der Meßinstrumente gefördert werden, um die Strahldichten mit erhöhter Meßgenauigkeit erfassen zu können. Zukünftige Meßsysteme sollten die Vorteile der verschiedenartigen Meßinstrumente in sich vereinen und Messungen in allen drei möglichen Absorptionsbanden (siehe Einleitung) gleichzeitig durchführen. Mit mehreren Meßinstrumenten bekommt man mehrere mit Inversionsverfahren gewonnene T-Profile, welche miteinander verglichen werden können. Das ideale Trägersystem stellen vorläufig die Satelliten mit polarer Bahn dar. Geostationäre Satelliten sind durch ihren großen Abstand zur Erdoberfläche vorerst nicht geeignet, da die zu messenden Strahlungsleistungen bei gleicher räumlicher Auflösung am Boden vergleichsweise klein sind und somit die Anforderungen an die Meßgenauigkeit noch nicht erfüllt werden können. Bei entsprechender Weiterentwicklung der Meßtechnik könnte man in einigen Jahren die Vorteile der geostationären Satelliten ausnutzen, welche u.a. eine zeitlich kontinuierliche Beobachtung ermöglichen.

In Kapitel 3 wurde eine neue Art der Transmissionspolynome vorgestellt. Ein Vergleich mit anderen Transmissionsfunktionen soll einer späteren Untersuchung vorbehalten bleiben. Wir möchten besonders betonen, daß gerade solche Arbeiten, die verschiedene Transmissionsfunktionen kritisch gegenüberstellen, die Forschung auf diesem Teilgebiet der indirekten Sondierung voranbringen werden. Ein wesentliches Kriterium für den Vergleich ist die Güte der Anpassung an die reale Atmosphäre.

Außerdem bedarf es fortwährender Anstrengungen um eine weitere Verbesserung der Korrekturverfahren für die gemessenen Strahldichten (vergleiche Abschnitt 6.3.) und der Inversionsmethoden zu erreichen. Fortschritte müssen vor allem bei der Eliminierung des Einflusses der Wolken und des Bodens auf die gemessenen Strahldichten erzielt werden. Ebenso wichtig wie bei den Transmissionsfunktionen wären umfangreiche Vergleichsrechnungen zur exakten statistischen Erfassung der spezifischen Eigenschaften der verschiedenen Inversionsmethoden. Die Auswahl der jeweils geeigneten Methode könnte dann in Abhängigkeit von dem zu untersuchenden Problem und den damit verbundenen Voraussetzungen für das Inversionsverfahren getroffen werden.

Darüberhinaus halten wir es für notwendig, die Inversionsverfahren zur Bestimmung von Spurengasprofilen weiterzuentwickeln. Die dabei gewonnenen Erkenntnisse könnten bereits in ein paar Jahren verwendet werden, um die anthropogene Umweltbeeinflussung von Satelliten aus zu überwachen.

Schluß

Die vorliegende Arbeit wurde am Meteorologischen Institut der Universität München durchgeführt. Herrn Prof. H.J. Bolle danke ich für die Anregung und Förderung dieser Arbeit sowie für die Überlassung seines Linie-für-Linie Rechenprogramms. Frau B. Pornitz-Rumpff führte die Programmierarbeiten mit großer Sorgfalt aus. Für die Anfertigung der Abbildungen möchte ich Frau H. Mayerhofer danken.

Literatur

ABEL P.G. u.a.	197o	Proc. Roy. Soc. Lond. A., 32o, S. 35
BARNETT T.L.	1969	J. Atm. Sci., 26, S. 457
BISCHOF W.	1973	Tellus 25, S. 3o5
BOLLE H.J.	1967	Forschungsbericht BMwF W 67-17
BOLLE H.J.	1973	Ann. d. Met. Neue Folge, 6, S. 3o9
CHAHINE M.	1968	J. Opt. Soc. Am., 58, S. 1634
CHAHINE M.	197o	J. Atm. Sci., 27, S. 96o
CHAHINE M.	1972	J. Atm. Sci., 29, S. 741
CONRATH B.	1969	J. Geoph. Res., 74, S. 3347
CONRATH B.	197o	J. Geoph. Res., 75, S. 5831
CONRATH B.	1972	J. Atm. Sci., 29, S. 1262
COURANT R. u.a.	1953	Methods of Mathematical Physics, Vol. 1, Interscience Publishers, New York
DRAYSON S.R. u.a.	1967	Tech. Rp. No. Cwb - 11378, University of Michigan
FISCHER H.	1973	Meteorological Satellites, International Conference, CNES, Paris, 21.-24. Mai
FLEMING H.E. u.a.	1971	private Mitteilung
HANEL R.A. u.a.	1969	Science, 165, S. 1258
HEATH D. u.a.	1973	Pure Appl. Geophys., 1o6 - 1o8, S. 1238
HOUGHTON J.T. u.a.	197o	Proc. Roy. Soc. Lond. A., 32o, S. 23
HOUGHTON J.T. u.a.	1973	Rep. Prog. Phys., 36, S. 827
JASTROW R. u.a.	1973	J. Atm. Sci., 3o, S. 958
JOSEPH J.H. u.a.	1972	Meteorological Notes, University of Tel Aviv, Series A, No 28
JOST D.	1971	Pure and Appl. Geoph., 86, S. 2o9
KAPLAN L.D.	1959	J. Opt. Soc. Am., 49, S. 1oo4
KING J.I.F.	1964	J. Atm. Sci., 21, S. 324
KONDRATYEV K. u.a.	197o	Thermische Sondierung der Atmosphäre mit Satelliten (in russisch), Leningrad
LATKA R.	1971	Beitr. Phys. Atm., 44, S. 71
McCLATCHEY R.A.	1972	Conference on Atmospheric Radiation, Fort Collins, Colo., USA, S. 8o
McCLATCHEY R.A.	1973	AFCRL - Report TR-73-oo96
NICHOLAS G.W. u.a.	1973	Monthly Weather Rev., 1o1, S. 141
OHRING G.	1972	Monthly Weather Rev., 1oo, S. 336

PHILLIPS D.I.	1962	J. Assoc. Comp. Mach., 9, S. 84
PRABHAKARA C. u.a.	1973	Pure Appl. Geophys., 106-108, S. 1226
RODGERS C.D.	1965	Univ. of Oxford, Clar. Lab., No 65.9
RODGERS C.D.	1966	Satellite Infrared Radiometer, University Oxford Clar. Lab., No 66.13
RODGERS C.D.	1970	J. Roy. Met. Soc., 96, S. 654
SHEN W.C. u.a.	1973	Monthly Weather Rev., 101, S. 24
SMITH W.L.	1969	Essa Tech. Rep. NESC - 47, Washington D.C.
SMITH W.L. u.a.	1969	Techn. Conf. Upper Air Instr. a. Oberv., WMO, Paris, September 1969
SMITH W.L. u.a.	1970	Monthly Weather Rev., 98, S. 582
SMITH W.L.	1970	Appl. Optics, 9, S. 1993
SMITH W.L.	1972	Bull. Am. Met. Soc., 53, S. 1074
SMITH W.L.	1972	J. Appl. Met., 11, S. 113
SMITH W.L.	1973	private Mitteilung
STULL V.R. u.a.	1963	IR Transmission Studies Final Rep., Vol. III, Contract AF 19(604)-7479
STRAND O.N. u.a.	1968	J. Ass. Comp. Mach., 15, S. 100
TWOMEY S.	1963	J. Assoc. Comp. Mach., 10, S. 97
TWOMEY S.	1965	J. Frankl. Inst., 279, S. 95
TWOMEY S.	1966	Monthly Weather Rev., 94, S. 363
WARK D.Q. u.a.	1966	Monthly Weather Rev., 94, S. 351
WARK D.Q. u.a.	1969	Science, 165, S. 1256
WARK D.Q.	1972	IAMAP Symposium, Sendai, Japan
WESTWATER E.R. u.a.	1967	Essa Tech. Rep. IER 37 - ITSA 37, U.S. Dept. Commerce, Washington D.C.
YAMAMOTO G.	1961	J. Met., 18, S. 581

Anhang

Abkürzungen:

BUV	:	Backscatter Ultraviolet
IR	:	Infrarot
IRIS	:	Infrared Interferometer Spectrometer
GARP	:	Global Atmospheric Research Programme
G.F.	:	Gewichtsfunktion
m.q.r.	:	mittlerer quadratischer relativer (Fehler)
SIRS	:	Satellite Infrared Spectrometer
SÜG	:	Strahlungsübertragungsgleichung
T	:	Temperatur

L e b e n s l a u f

Am 17. Mai 1942 wurde ich, Herbert Ludwig Fischer, als zweites Kind des Eugen Fischer und seiner Ehefrau Ida in Zweibrücken geboren.
Die ersten Lebensjahre verbrachte ich zunächst in Zweibrücken und anschließend, durch die Kriegsjahre bedingt, in Carlsberg (Rheinland - Pfalz). Da mein Vater 1946 im Präsidium der Bayerischen Landpolizei tätig wurde, zogen wir nach München.

Von 1948 - 1952 besuchte ich die Volksschule an der Werdenfelsstr. in München und trat daraufhin in die Ludwigs-Oberrealschule ein. Erst in der Oberstufe kristallisierte sich meine Neigung zu den naturwissenschaftlichen Fächern heraus. An derselben Schule erwarb ich im Juni 1961 das Reifezeugnis.
Im folgenden Herbst immatrikulierte ich mich an der Ludwigs-Maximilians-Universität und wandte mich dem Studium der Physik zu. Im Wintersemester 1968/69 bestand ich hier in München die Diplomprüfung. Seit Juni 1969 bin ich als Wissenschaftlicher Angestellter am Meteorologischen Institut der Universität München tätig.